PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1914. Redaktionsschluß für No. 2 am 3. Januar 1914. 15. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Elster u. H. Geitel, Über die Verwendung lichtelektrischer Kadmium- und Zinkzellen zur Photometrie des ultravioletten Sonnenlichtes. S. 1.

W. H. Keesom, Über die Magnetisierung von ferromagnetischen Körpern in Beziehung zur Annahme einer Nullpunktsenergie. I. S. 8.

R. Ruer u. K. Kaneko, Über eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung. S. 17.

K. Fredenhagen, Das Verhalten der Wehneltelektrode in verschiedenen Gasen. S. 19.

K. Kähler, Registrierungen des Emanationsgehalts der Bodenluft in Potsdam mit dem Benndorf-Elektrometer. S. 27.

J. R. Wright u. O. F. Smith, Eine Bestimmung der Änderung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation mit der Höhe. S. 31.

A. Pockels, Über Randwinkel und Ausbreitung von Flüssigkeiten auf festen Körpern. S. 39.

K. Schaposchnikow, Über eine ponderomotorische Wirkung der elektromagnetischen Welle. S. 46.

H. Starke, Stroboskopische Methode zur Demonstration bzw. Messung geringerer Schlüpfung. S. 47.

Vorträge und Reden:

W. H. Julius, Über die Brechung des Lichts beim Durchlaufen wirbelnder Gasmassen und über Sonnenflecken. S. 48.

Vorträge und Diskussionen von der 85. Naturforscherversammlung zu Wien:

Aus der Abteilung für Physik:

J. Traube, Über den kritischen Zustand. S. 54.

F. Jentzsch, Beobachtungen an einem binokularen Mikroskop. S. 56.

Besprechungen:

A. Schuster, Ergebnisse der Physik während 33 Jahren. S. 62.

H. Abraham et P. Sacerdote, Recueil de constantes physiques. S. 63.

E. H. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum. 3. Aufl. S. 64.

A. Hollard, La Théorie des ions et l'électrolyse. S. 64.

C. Engler u. H. v. Höfer, Das Erdöl. I. 2. S. 64.

Personalien. S. 64.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Verwendung lichtelektrischer Kadmium- und Zinkzellen zur Photometrie des ultravioletten Sonnenlichtes.

Von J. Elster und H. Geitel.

Bereits im Jahre 1892[1]) hatten wir eine photoelektrische Vorrichtung angegeben, durch die wir die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung in relativem Maße und zugleich den Transparenzkoeffizienten dieser Strahlung innerhalb der Erdatmosphäre bestimmten. Als lichtempfindlicher Körper diente dabei eine amalgamierte Zinkkugel von etwa 1 cm Durchmesser, als Meßinstrument ein in Volt geeichtes Blattelektroskop. Eine für genauere Messungen geeignete Form, bei der das Exnersche Elektroskop mit innerer Bernsteinisolation versehen wurde, und eine Spiegelskala ein parallaxenfreies Ablesen der Blättchenstellung ermöglichte, beschrieben wir einige Jahre später[2]); auch ersetzten wir bei diesem Instrumente, einem Vorschlage Gockels entsprechend, den Ebonitkondensator durch einen Luftkondensator aus zwei konzentrischen, durch Bernstein isolierten Metallzylindern. Zur Ablesung der Sonnenhöhe auf etwa $^1/_2{}^0$ genau diente ein Gradbogen nebst Libelle, am oberen Ende des innen geschwärzten, die Zinkkugel umgebenden Metallrohrs befand sich eine Verschlußklappe, die ermöglichte, nach Belieben dem Sonnenlichte Zutritt zu der Zinkkugel zu gewähren oder sie im Dunkeln zu halten.

Das Instrument kann durch Verfeinerung des elektrometrischen Teils ohne Zweifel noch weiter verbessert werden, indem man etwa wie Lenard[1]) kürzlich vorschlug, das Blattelektroskop durch ein Wulfsches Zweifadenelektrometer ersetzt. Man wird Lenard nur zustimmen können, daß hierdurch das Zinkkugelphotometer für den Gebrauch im Freiballon geeigneter wird.

Es sei hier beiläufig bemerkt, daß bereits seit mehreren Jahren die Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig mit dieser Verbesserung versehene Instrumente ausgeführt hat. In Fig. 1 ist der Apparat in seiner neuesten Form dargestellt; die Figur ist wohl ohne weiteres verständlich.

Die Genauigkeit der Zahlenangaben erleidet indes ganz unabhängig von der Art des Elektro-

1) J. Elster u. H. Geitel, Wien. Ber. **101**, Abt. IIa, S. 703, 1892.

2) J. Elster u. H. Geitel, Diese Zeitschr. **5**, 238, 1904.

1) P. Lenard, Meteorol. Zeitschr. **30**, 269, Juni 1913.

meters eine erhebliche Einbuße durch die in freier Luft stets eintretende Empfindlichkeitsabnahme des Zinks. Es ist daher zur Erzielung einer einheitlichen Beschaffenheit der Zinkkugel notwendig, sie vor jeder einzelnen Messung frisch zu amalgamieren und mit trockenem Seidenpapier fest abzureiben. Nach einiger Übung gelingt es, die amalgamierte Fläche von Versuch zu Versuch mit nahe gleicher anfänglicher Lichtempfindlichkeit auszustatten. Bei längeren Beobachtungsreihen wird man ver-

Die Präzision des Instruments würde demnach wesentlich gewinnen, wenn es gelänge, die Empfindlichkeitsänderung des bestrahlten Metalls auszuschalten.

Alle Versuche nach dieser Richtung hin, bei welchen wir blanke oder amalgamierte Zinkkugeln oder Platten im Vakuum in mit aufgekitteten Quarzfenstern versehenen Glasrezipienten anordneten oder in Gefäßen aus Quarzglas mit eingekitteten Elektroden unterbrachten, führten nicht zu einer Beseitigung dieser Feh-

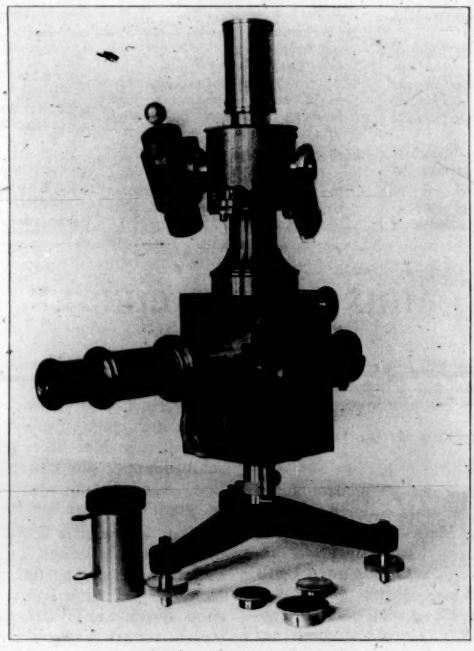


Fig. 1.

einzelt aber doch immer einige Werte für die Strahlungsintensität des Sonnenlichts erhalten, die sich aus dem regelmäßigen Verlaufe des Zusammenhangs zwischen Lichtintensität und Sonnenhöhe, wie ihn die Lambertsche Formel fordert, ausordnen[1]).

lerquelle. Wenn derartige Apparate kurz nach ihrem Abschmelzen von der Gaedepumpe ein Nachlassen ihrer Empfindlichkeit zunächst nur in geringem Maße erkennen ließen, so trat ein solches doch bereits nach Ablauf einiger Stunden deutlich hervor; dabei war die Ab-

1) Handelt es sich nur darum, das Vorhandensein bestimmter Bereiche der ultravioletten Strahlen im Sonnenlichte festzustellen, so kann das von Lenard, l. c., vorgeschlagene Verfahren, das in der Verwendung geeigneter Lichtfilter (gewöhnliches Glas, Uviolglas, Kalkspat, Quarz, Flußspat) besteht, gute Dienste leisten, vorausgesetzt, daß das Sonnenlicht überhaupt Lichtstrahlen enthält, deren Wellenlänge wesentlich unter die Cornusche Grenze von 293 $\mu\mu$ herabsinkt. Bei dieser Methode wird man zwar von der Empfindlichkeitsabnahme der verwandten Metalle (*Zn*, *Al*, oxydiertes *Cu*) unabhängig, verzichtet aber von vornherein auf die Bestimmung der Transparenzkoeffizienten.

nahme der Empfindlichkeit gegenüber den langwelligeren Gebieten im Ultraviolett ganz besonders groß. Dies sind aber gerade jene Strahlengruppen, auf deren Auswertung es bei Bestimmung der ultravioletten Sonnenstrahlung ankommt. Offenbar werden diese Störungen durch Spuren eindringender Luft oder durch Verdampfung des Kittmaterials hervorgerufen. Auch Vorrichtungen derart, die gestatteten, die Zinkkugel im Vakuum, also ohne den Rezipienten öffnen zu müssen, frisch zu amalgamieren, erwiesen sich als nicht zweckentsprechend. Die Zinkkugel überzieht sich nämlich hierbei mit einer anfangs nur wenig Zink enthaltenden Quecksilberschicht, so daß die Kugel auch hier keine konstante Lichtempfindlichkeit zeigen kann. Dagegen führten Versuche mit Kadmium- und Zinkflächen, die durch Destillation im Vakuum gewonnen waren, zu dem erwähnten Ziele.

Herstellung der Zellen.

Die kugelförmigen Glaskörper, in denen die lichtempfindlichen Flächen durch Destillation erzeugt wurden, bestanden aus Uviolglas; die Anordnung der Elektroden (durchgehends eingeschmolzene Platindrähte) war dieselbe wie bei den Alkalimetallzellen. Es erwies sich als unnötig, die Rezipienten innen mit einer Silberschicht zu versehen, da sowohl destilliertes Kadmium wie auch destilliertes Zink vollkommen kohärente, am Glase anhaftende Häute bilden. Um sicher zu sein, daß bei der an die

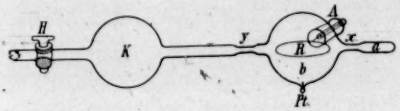


Fig. 2.

lichtempfindliche Schicht angelegten hohen negativen Spannung nicht ein Bruchteil des Stromes innen oder außen über das Glas zum Anodenringe *R* (vgl. Fig. 2) fließt, ist es notwendig, an den gefährdeten Stellen geerdete Schutzringe anzubringen[1]). Eine Nachwirkung nach voraufgegangener Belichtung zeigen die Kadmium- und Zinkzellen nicht; vgl. unsere frühere Arbeit in dieser Zeitschrift[2]).

1) Die inneren Schutzringe bestehen nach dem Vorschlage von Frank am besten aus innen eingeschmolzener dünnster Platinfolie, die äußeren aus aufgeklebten Stanniolringen. Den Kontakt mit dem Platinringe im Innern vermittelt ein durch das Glas durchgeschmolzener Platindraht, den Kontakt mit dem äußeren Ringe ein Lamettafaden.

2) J. Elster u. H. Geitel, Diese Zeitschr. **14**, 741, 1913.

Zur Fernhaltung von Quecksilberdämpfen und Fettdämpfen muß man zwischen Zelle und dem Hahn *H* der zur Luftpumpe führenden Leitung ein Kugelrohr *K* einschalten, in welchem reines metallisches Kalium zum Verdampfen gebracht wird, so daß sich die Wandungen der Kugel und die dieser unmittelbar benachbarten Rohransätze mit einer spiegelnden Schicht dieses Metalls überkleiden. Natürlich darf sich die Kugel nicht in unmittelbarer Nähe der Zink- oder Kadmiumzelle befinden, da sonst Kaliumdämpfe in diese eindringen könnten, wodurch eine nicht gewünschte photoelektrische Empfindlichkeit der Metallfläche auch gegenüber dem langwelligen Lichte hervorgerufen würde.

Der Rohransatz *a* enthält ein etwa erbsengroßes Stück Kadmium oder Zink (chem. rein); man umwickelt ihn mit einer doppelten oder dreifachen Lage von Asbestpappe und destilliert das Metall, nachdem mit der Gaedepumpe ein möglichst hohes Vakuum hergestellt ist, von *a* nach *b* hinüber. Die Teile der Glaswand, die frei von Metall bleiben sollen, werden durch Bestreichen mit der flatternden Flamme eines Bunsenbrenners heiß gehalten. Bei dieser Operation ist der Ansatz *A* etwas gefährdet, in welchen der Stiel des Anodenringes *R* eingeschmolzen ist; man schützt ihn daher zweckmäßig vor zu starker Erhitzung ebenfalls durch Umwicklung mit einer Lage Asbestpappe. Das durchgeschmolzene Platindrähtchen *Pt* vermittelt den Kontakt mit der durch Destillation gewonnenen Metallschicht. Nachdem die Zelle soweit fertiggestellt wurde, kann sie in bekannter Weise (vergl. die Herstellung von Kaliumzellen[1]) mit verdünntem Argon gefüllt und bei *y* abgeschmolzen werden.

Die Herstellung von Kadmiumzellen gelingt so ohne jede Schwierigkeit, da dies Metall im Vakuum leicht destilliert.

Bei der Behandlung des weniger flüchtigen Zinks sind einige Vorsichtsmaßregeln zu beachten. Vor allen Dingen darf die Einschnürung bei *x* nicht zu eng gewählt werden; ihr Lumen soll nicht unter 3 mm heruntersinken. Um ein Weichwerden des Ansatzröhrchens *a* zu verhüten, muß die Destillation des Metalls bei möglichst niedriger Temperatur, also bei sehr hohem Vakuum bewirkt werden; wir erzielten gute Resultate, wenn wir das Vakuum über glühendem Kalzium herstellten. Da zur Abscheidung des zur Füllung der Zelle bestimmten Argons aus der Luft zwischen dem

1) J. Elster u. H. Geitel, Diese Zeitschr. **12**, 612, 1911.

Hahne *H* und der Gaedepumpe ohnehin ein mit metallischem Kalzium beschicktes Quarzglasrohr[1]) angebracht werden muß, so hatte dies keine Schwierigkeit.

Versuche über das photoelektrische Verhalten der Zink- und Kadmiumzellen.

Die Zink- und Kadmiumzellen besitzen zwei bemerkenswerte Eigenschaften, auf denen die Möglichkeit beruht, sie gegenüber kurzwelligen Strahlen als photometrische Vorrichtungen zu verwenden: ihre lichtelektrische Empfindlichkeit ist konstant und der in ihnen ausgelöste Photostrom ist der Intensität des auffallenden Lichts proportional. In dieser Beziehung verhalten sie sich also wie die Alkalimetallzellen. Wir möchten dies durch einige Versuchsreihen belegen.

A. Versuche, die Konstanz der Lichtempfindlichkeit betreffend.

Bei der Prüfung der Zellen auf Konstanz ihrer Lichtempfindlichkeit diente als Lichtquelle eine Heraeussche Quarzquecksilberlampe (große Form), die bei 3,5 Ampere und 155 Volt Belastung eine indizierte Lichtstärke von etwa 3000 Kerzen besitzt. Das Licht dieser Lampe wurde (in Längsdurchsicht) durch einen Quarzkondensor von 6 cm Durchmesser auf die Metallschicht im Innern der Zelle konzentriert und der in ihr entwickelte Photostrom galvanometrisch gemessen.

Auch bei langer (bis 1 Stunde) fortgesetzter Belichtung unter angelegter Spannung war weder beim Kadmium noch beim Zink eine Abnahme der Empfindlichkeit zu erkennen.

Erste Reihe: Kadmium in verdünntem Argon. Belastung der Zelle 160 Volt. Eine Minute vor jeder Ablesung wurde die Quecksilberlampe auf 3,3 Ampere und 152 Volt einreguliert.

Zeit in Minuten	Strom in 10^{-8} Amp.	Zeit in Minuten	Strom in 10^{-8} Amp.
1	61,2	35	61,2
5	61,2	40	61,5
10	61,2	45	61,8
15	61,8	50	61,0
20	61,0	55	61,5
25	61,4	60	62,0
30	61,8		

1) Nach längerem Gebrauche zeigt ein mit Kalzium beschicktes Quarzglasrohr häufig Längsrisse. Man kann dies vermeiden, wenn man die Wandungen von einer direkten Berührung mit dem glühenden Kalzium schützt. Man füllt daher zweckmäßig die Kalziumspäne in ein probierglasförmiges, also unten geschlossenes Stahlrohr, das willig in das Quarzglasrohr hineinpaßt und durch Bäusche ausgeglühter Stahldrehspäne in federnder Lage gehalten wird.

Zweite Reihe: Zink in verdünntem Argon. Belastung der Zelle 140 Volt. Eine Minute vor jeder Ablesung wurde die Quecksilberlampe auf 3,3 Ampere und 163 Volt einreguliert.

Zeit in Minuten	Strom in 10^{-8} Amp.	Zeit in Minuten	Strom in 10^{-8} Amp.
1	80,0	35	80,0
5	80,2	40	80,2
10	80,0	45	79,0
15	80,0	50	80,9
20	79,8	55	80,1
25	81,5	60	80,0
30	80,0		

Ebensowenig zeigten sich vom Lichte unabhängige Empfindlichkeitsänderungen im Laufe von acht Tagen.

Bei den diesbezüglichen Versuchen blieben Zelle, Lampe und Quarzkondensor für die Dauer jeder Versuchsreihe in unveränderter Lage zueinander stehen. Nach Zündung der Lampe wurde dafür gesorgt, daß sie von Tag zu Tag mit nahe derselben Wattzahl brannte. War dies erreicht, so wurde die Ablenkung des Drehspulgalvanometers notiert. So ergaben sich für eine Kadmiumzelle folgende Zahlen:

Dritte Reihe: Belastung der Kadmiumzelle 20 Volt.

Datum	Strom in 10^{-9} Amp.	Belastung der Lampe in Volt	Ampere	Kilowatt
20. VIII. 1912	79,8	138	3,5	0,483
21. VIII.	80,0	140	3,5	0,490
22. VIII.	79,5	145	3,3	0,478
23. VIII.	81,5	140	3,4	0,476
24. VIII.	82,5	141	3,5	0,493
25. VIII.	80,5	140	3,4	0,476
26. VIII.	80,0	143	3,5	0,500
28. VIII.	81,5	140	3,5	0,490

Für eine Zinkzelle fand sich bei analoger Anordnung:

Vierte Reihe: Belastung der Zinkzelle 20 Volt.

Datum	Strom in 10^{-9} Amp.	Belastung der Lampe in Volt	Ampere	Kilowatt
2. IX. 1912	141,3	155	3,5	0,543
3. IX.	142,3	155	3,5	0,543
4. IX.	142,5	156	3,5	0,546
5. IX.	142,0	155	3,5	0,543
6. IX.	140,0	153	3,5	0,535
7. IX.	142,0	155	3,5	0,543
8. IX.	140,8	155	3,5	0,543
9. IX.	141,0	154	3,5	0,539

Also auch hier keine Änderung in der Zeit[1]).

1) Auch Lenard (Ann. d. Phys. **8**, 181, 1902) und Ladenburg (ibid. **12**, 558, 1903), sowie auch Küch und Retschinsky (ibid. **20**, 572, 1907) fanden in hohem Vakuum befindliche blanke Aluminiumscheiben ebenfalls von konstanter lichtelektrischer Empfindlichkeit.

In einer Beziehung machte sich indes ein unliebsamer Unterschied zwischen den Zink- und Kadmiumzellen einerseits und den Alkalimetallzellen andererseits bemerkbar. Passiert eine Alkalimetallzelle einmal versehentlich infolge zu hoher Belastung eine leuchtende Entladung, so bewirkt diese eine nur unbedeutende Änderung ihrer Empfindlichkeit. Bei den Zink- und Kadmiumzellen dagegen setzt eine eintretende Glimmentladung sie ganz bedeutend herab, und zwar leidet vor allem ihre Empfindlichkeit gegenüber den dem Violett benachbarten Gebieten im Ultraviolett. Beim Gebrauche der mit verdünntem Argon gefüllten Zink- und Kadmiumzellen hat man daher sorgfältig darüber zu wachen, daß die Belastung das Entladungspotential nicht erreicht.

Zellen, die kein Argon enthalten, bei denen vielmehr ein sehr hohes Vakuum über glühendem Kalzium hergestellt wurde, sind natürlich von diesem Fehler frei, da das Auftreten einer Glimmentladung in ihnen ausgeschlossen ist. Sie haben aber den Nachteil, daß sie wegen der geringen Intensität des Photostroms im Sonnenlichte ausschließlich nur mit stromanzeigendem Elektrometer verwandt werden können. Derartige Zellen zeigen von etwa 80 Volt ab Sättigungsstrom.

B. Versuche, betreffend die Proportionalität zwischen Photostrom und Lichtstärke.

Zunächst erwies sich in verschiedenen Entfernungen der Zink- und Kadmiumzellen von der Quecksilberlampe die Abnahme des lichtelektrischen Stroms dem Quadrat des Abstands umgekehrt proportional. So fand sich z. B. bei einem Versuche mit einer Zinkzelle in 1 m Entfernung von der Lampe die Ablenkung 106,0, in 2 m die Ablenkung 26,5, also in der doppelten Entfernung genau $^1/_4$ des Werts. Da das Licht durch das Uviolglas der Zelle filtriert wird, spielt die Absorption in der Luft keine Rolle.

Läßt man ferner vor der Quecksilberlampe (in Längsdurchsicht) eine Pappscheibe rotieren, in welcher ein Sektor von 90° angebracht ist, so wird, sobald sich die Scheibe mit genügender Geschwindigkeit dreht, die Erleuchtung der Flächeneinheit für das Auge auf den vierten Teil herabgesetzt. Nach früheren Versuchen an Alkalimetallzellen verhalten sich diese wegen der Trägheit des Meßinstruments dem intermittierenden Lichte gegenüber gerade wie das Auge, d. h. auch sie geben nur die mittlere Lichtintensität an.

Auch in dieser Beziehung zeigen die Zink- und Kadmiumzellen ein ganz analoges Verhalten.

Bei Verwendung einer Kadmiumzelle z. B. bewirkte das ungeschwächte Licht der Lampe im Mittel eine Ablenkung des Galvanometers von 45,9 Skalenteilen, das durch Intermittenz auf $^1/_4$ seiner Intensität geschwächte eine solche von 11,3 Skalenteilen, während 11,5 Skalenteile zu erwarten gewesen wären.

Eine Zinkzelle verursachte im ungeschwächten Lichte der Lampe eine Galvanometerablenkung von 172,5 Skalenteilen, in dem durch die rotierende Scheibe auf $^1/_4$ der Intensität gebrachten 43,1 Skalenteile, also fast genau $^1/_4$ des ersteren Werts. Bei Abschwächung des Lichts auf $^1/_6$ mittels eines rotierenden Sektors von 60° waren für dieselbe Zelle die entsprechenden Zahlen 186,5 und 31,0 gegen 31,1.

Angenäherte Bestimmung des optischen Schwerpunktes der Zink- und Kadmiumzellen.

Wegen der Konstanz ihrer Lichtempfindlichkeit und der Proportionalität des Photostroms mit der Lichtstärke eignen sich die Zink- und Kadmiumzellen aus Uviolglas gleich wie die Alkalimetallzellen zur Photometrie innerhalb derjenigen Spektralbereiche, in denen sie einen meßbaren Photoeffekt geben. Ja es läßt sich leicht übersehen, daß sie den Alkalimetallzellen bei photoelektrischen Messungen[1]) im Ultraviolett im allgemeinen vorzuziehen sind, sobald das zu untersuchende Licht nicht in spektraler Zerlegung angewandt werden kann.

Da die Alkalimetalle auf sichtbares Licht stark ansprechen, so müßte man, um das Ultraviolett zu isolieren, das erstere auf irgend eine Weise ausschalten.

Gesetzt es gäbe brauchbare Filter, die das sichtbare Licht allein absorbierten, ohne das Ultraviolett wesentlich zu schwächen, so würde man mittels Alkalimetallzellen aus Uviolglas unter Vorschaltung eines solchen Filters im Ultraviolett bis zum Beginn der Absorption im Uviolglase ebensogut photometrieren können, wie mit Zink- und Kadmiumzellen, indem man bei schwacher Intensität des Ultravioletts den Photostrom nicht am Galvanometer, sondern mittels eines stromanzeigenden Elektrometers mäße.

Die bis jetzt vorgeschlagenen ultraviolett

1) Küch und Retschinsky (l. c.) benutzten eine mit der Quecksilberpumpe dauernd verbundene Aluminiumzelle zur Bestimmung der ultravioletten Strahlung des Quecksilberlichtes. Es liegt auf der Hand, daß auch die oben beschriebenen Zink- und Kadmiumzellen mit Vorteil zu dem gleichen Zwecke verwandt werden können.

durchlässigen Filter erfüllen indessen ihren Zweck noch recht unvollkommen, man würde daher in der umgekehrten Weise verfahren müssen, daß man zuerst den Photostrom mäße, den die gesamte Lichtintensität der zu untersuchenden Quelle erregt und dann nach Vorschaltung mehrerer, das Ultraviolett stufenweise absorbierenden Filter die allmähliche Abschwächung des Stroms bestimmte. Die Stromabnahme (nach Abzug des Reflexionsverlustes) würde für jedes Filter den Photoeffekt derjenigen Lichtart ergeben, die durch dies Filter von der noch vorhandenen Intensität zurückgehalten wird. Nun wird der Photostrom durch das an Ultraviolett arme Sonnenlicht an Alkalimetallzellen aus Uvioglas fast allein durch das sichtbare Licht unterhalten, so daß die Vorschaltung einer Platte aus gewöhnlichem Glase, die das Ultraviolett bis etwa 350 $\mu\mu$ zurückhält, kaum eine Abnahme des an einem nicht besonders empfindlichen Galvanometer leicht meßbaren Gesamtstroms erkennen läßt. Eine Vermehrung der Stromempfindlichkeit des Meßapparats nützt wenig, da die abzulesenden Stromstärken, deren Differenz bestimmt werden soll, bald beide über die Grenze des Meßbereichs hinausgehen würden.

Bei dem Zink und Kadmium sind die Bedingungen insofern günstiger, als der Photoeffekt bei dem ersteren Metall etwa im Violett, bei dem letzteren überhaupt erst im Ultraviolett merkliche Beträge erreicht, wenigstens bei den in den gebräuchlichsten Lichtquellen vorkommenden Intensitäten. In die zu messenden Stromstärken, durch deren Differenz man den Photoeffekt eines bestimmten, von einem Filter durchgelassenen Spektralbereichs mißt, geht demnach das sichtbare Licht von vornherein nicht, oder doch nur im kleinsten Maße ein.

Man kann daher bei den Zink- und Kadmiumzellen die strommessende Vorrichtung von weit höherer Empfindlichkeit wählen, als bei den Alkalimetallen, ohne befürchten zu müssen, daß die zu bestimmenden Photoströme den Meßbereich überschreiten.

Zur Verdeutlichung geben wir unten eine Tabelle wieder, in der die Schwächung des Photostroms durch drei Filter von verschiedener Durchlässigkeit für das Ultraviolett in Prozenten des Gesamtstroms für Kalium, Zink und Kadmium im Sonnenlicht und im Lichte der Quecksilberlampe aufgeführt ist. Hierbei dienten als Filter erstens eine Platte gewöhnlichen Fensterglases von 1,6 mm Dicke, die am Spektrum des Quecksilberlichts geprüft sich bis etwa 350 $\mu\mu$ als durchlässig erwies, zweitens eine Platte aus gleichem Material, aber 6,52 mm stark, die Strahlen von der Wellenlänge 390 $\mu\mu$ eben noch passieren ließ und drittens eine 10,58 mm starke Platte schwersten Flintglases. Diese ließ Strahlen von der Wellenlänge 390 $\mu\mu$ (äußerstes sichtbares Violett) nicht mehr durch, wohl aber solches von der Wellenlänge 405 $\mu\mu$; man wird daher mit 400 $\mu\mu$ die Durchlässigkeitsgrenze dieses Filters nahe treffen. Wir hatten es so in der Hand, je nach Wahl des Filters die Strahlung bei 350 $\mu\mu$, 390 $\mu\mu$ oder 400 $\mu\mu$ abschneiden zu lassen. Bei Abwesenheit jeden Filters nahmen wir als Grenze für die Durchlässigkeit des Uviolglases der Zelle (siehe unten) 224 $\mu\mu$ an. Aus der Differenz je zweier Angaben des Meßinstruments ließ sich so der auf die in der Tabelle angegebenen Wellenlängenbereiche entfallende Anteil des photoelektrischen Stroms (in Prozenten seines Gesamtbetrags) angenähert berechnen.

Tabelle.

a) Quecksilberlicht				b) Sonnenlicht (Sonnenhöhe = 26°)			
Wellenlängen-Intervall in $\mu\mu$	*K*	*Zn*	*Cd*	Wellenlängen-Intervall in $\mu\mu$	*K*	*Zn*	*Cd*
rot —400	46,2	0,02	0,0	rot —400	81,0	0,6	0,0
400—390	34,2	1,48	0,0	400—390	19,0	42,3	2,2
390—350	2,1	3,10	0,0	390—350	0,0	12,1	3,1
350—224	17,5	95,40	100,0	350—295	0,0	45,0	94,7

Verwendung der Zellen zur Photometrie der ultravioletten Sonnenstrahlung.

Für künftige Versuche, welche die Bestimmung des Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre für die ultraviolette Strahlung der Sonne, sowie die Ermittlung ihrer Intensität in verschiedenen Jahreszeiten an demselben Orte der Erdoberfläche oder in verschiedenen Meereshöhen und Breiten zum Gegenstande haben sollen, möchten wir auf Grund der mitgeteilten Ergebnisse empfehlen, an Stelle des Zinkkugelphotometers ein solches zu wählen, bei welchem der lichtempfindliche Teil eine der oben beschriebenen Zink- oder Kadmiumzellen ist. In seinem Äußern würde der Apparat dem von uns vor kurzem angegebenen „lichtelektrischen Photometer für sichtbares Licht"[1]) gleichen und sich von diesem Instrumente nur dadurch unterscheiden, daß die Alkalimetallzelle durch eine Zink- oder Kadmiumzelle

1) J. Elster u. H. Geitel, Diese Zeitschr. **13**, 739, 1912.

ersetzt ist. Bei einem derartigen Apparat ist der Meßbereich nach kurzen Wellenlängen hin durch die Durchlässigkeit des Uviolglases für ultraviolettes Licht bestimmt.

Herr Prof. Giesel hatte die Freundlichkeit, wofür wir auch an dieser Stelle besten Dank sagen, mittels eines Quarzspektrographen die Absorption des Ultravioletts in dem Uviolglas unserer Zellen zu bestimmen. Das Glasrohr war von uns aus mehreren Proben als die für Ultraviolett durchlässigste ausgesucht und von Herrn Götze (Leipzig) zur Anfertigung der Zellen benutzt. Zu der spektrographischen Aufnahme diente das Frontstück einer zerbrochenen Zelle, dessen Glasdicke 0,4 mm betrug. Dieses Stück ließ infolge seiner geringen Dicke Strahlen bis 260 μμ ohne merkliche Schwächung hindurch. In dem Intervall von 260 bis 224 μμ war bei einer Expositionszeit von 30 Sekunden die Schwärzung der Quecksilberlinien im Negativ des Absorptionsspektrums deutlich geringer als in dem des ungeschwächten Lichts; es durchdrangen die Glasschicht aber selbst noch Strahlen von etwa 215 μμ Wellenlänge. Bei einer Expositionszeit von 120 Sekunden traten nämlich in dem Absorptionsspektrum die im Licht der Quarzlampe im Ultraviolett vorhandenen Linien in der Nähe von 215 μμ noch hervor. Je nachdem man also eine Zink- oder Kadmiumzelle benutzt, wird das wirksame Intervall zwischen 400 und 224 μμ oder zwischen 390 und 224 μμ liegen, dabei ist es nicht ausgeschlossen, daß selbst Strahlen von einer Wellenlänge zwischen 224 und 215 μμ noch eine merkliche Wirkung ausüben.

In dieser Begrenzung des Meßbereichs bei Verwendung einer Zinkzelle an Stelle einer Zinkkugel in freier Luft könnte ein Nachteil erblickt werden. Da die Zinkkugel von keinem das Ultraviolett absorbierenden Mittel (außer Luft) umschlossen ist, so reagiert sie auf noch kleinere Wellenlängen als 215 μμ. Indes ist zu bedenken, daß es nach den Messungen von Miethe und Lehmann[1]) nicht wahrscheinlich ist, daß im Sonnenlicht, soweit es uns zugänglich ist, Strahlen von erheblich kleinerer Wellenlänge als etwa 291 μμ überhaupt vorkommen. Nach ihren Versuchen bricht das Sonnenspektrum an klaren Tagen in Berlin, also nahe im Meeresniveau, bei genau der gleichen Wellenlänge ab, wie auf dem Monte Rosa, also in etwa 4560 m Höhe über dem Meere. Auch Dorno[2]) in Davos findet die gleiche Grenze, nach Dember[1]), der ebenfalls auf dem Monte Rosa beobachtete, liegt sie bei 280 μμ, also auch noch reichlich innerhalb des Meßbereichs des Instruments. Vorausgesetzt, daß das Sonnenlicht reicher an brechbaren Strahlen ist, als es die obigen Befunde vermuten lassen, so könnten solche jenseits 224 μμ erst in Höhen zur Wirkung gelangen, die mit einem bemannten Ballon schwerlich zu erreichen sein dürften. Nach Niederschrift dieser Zeilen erschien in dieser Zeitschrift (**14**, 1144, 1913) eine Abhandlung von A. Wigand, in welcher diese Vermutung durch Messungen im Freiballon bestätigt wird. Wigand findet spektrographisch bei einer Meereshöhe von 9000 m als äußerste im Sonnenlicht noch vorhandene Wellenlänge fast die nämliche Zahl wie Miethe und Lehmann in 4560 m Höhe, nämlich 291,18 μμ.

Die Ausrüstung des Apparats mit einer Zinkzelle gewährt den Vorteil, daß im Sonnenlicht als Meßinstrument ein Drehspulgalvanometer verwandt werden kann, dessen Empfindlichkeit bei einer Belastung der Zelle von etwa 80 bis 100 Volt 10^{-9} Ampere pro Skalenteil nicht zu übersteigen braucht.

Bei Verwendung einer Kadmiumzelle mißt man zwar von vornherein nur den rein ultravioletten Anteil der Sonnenstrahlung, hat dabei aber den Nachteil, daß man auf den Gebrauch eines stromanzeigenden Elektrometers angewiesen ist. Wir verwandten für diese Zwecke unser Einfadenelektrometer, das bei stabiler Aufstellung auch im Gelände und auf Reisen verwandt werden kann. Es ist bei diesen Messungen nicht nötig, dem Instrumente eine übertriebene Empfindlichkeit zu erteilen, $^1/_{25}$ Volt pro Skalenteil genügt, wenn man einen Xylolwiderstand[2]) von 4.10^{10} Ohm als Nebenschluß benutzt. Es entspricht alsdann einer Ablenkung des Elektrometerfadens um 1 Skalenteil ein Strom von etwa 10^{-12} Ampere, eine Empfindlichkeit, die sich auch bei niedrigem Stande der Sonne als ausreichend erwies. Bei Beobachtungen im Freiballon wird es notwendig sein, in dem Instrument den freischwebenden Spinnfaden durch einen elastisch gespannten Quarzfaden (nach Wulf) zu ersetzen. Wie sich die photometrischen Messungen mit Alkalimetallzellen durch Anwendung einer Standardlichtquelle (Hefner-

1) Miethe u. Lehmann, Sitzgsber. d. K. Pr. Akadem. der Wiss. VIII. 1900.

2) C. Dorno, Licht und Luft des Hochgebirges, Braunschweig, F. Vieweg & Sohn S. 38. 1911.

1) H. Dember, Verhandl. „Isis". Dresden. Heft 2. 1912

2) Es hat sich herausgestellt, daß Xylolwiderstände auf die Dauer nicht frei von Nachwirkungen bleiben. Von den drei Widerständen dieser Art, die wir vor etwa 2 Jahren herstellten, ist nur einer, der oben benutzte, noch frei davon.

kerze in 1 m Entfernung) auf ein unveränderliches Maß zurückführen lassen, so würde sich für eine Zink- oder Kadmiumzelle das gleiche erreichen lassen bei Verwendung einer Quarzquecksilberlampe, die ausschließlich diesem Zwecke dient und deren Konstanz bei gleicher Belastung durch eine Natriumzelle kontrolliert wird.

Es sei noch dankend hervorgehoben, daß die bei der Prüfung der Zellen verwandte Quecksilberlampe aus Mitteln beschafft wurde, die uns die Jagorstiftung in Berlin zur Verfügung stellte.

Wolfenbüttel, im November 1913.

(Eingegangen 22. November 1913.)

Über die Magnetisierung von ferromagnetischen Körpern in Beziehung zur Annahme einer Nullpunktsenergie.[1]

(Over de magnetisatie van ferromagnetische lichamen in verband met de aanname eener nulpuntsenergie.)

Von W. H. Keesom.

I. Über die spontane Magnetisierung.

§ 1. Einleitung. Daß die Quantentheorie auch auf die Rotationen der Gasmoleküle angewendet werden muß, ist zuerst von Nernst[2]) ausgesprochen. Seitdem haben die Bestimmungen von Eucken[3]) und die von Scheel und Heuse[4]) die von Kamerlingh Onnes[5]) ausgesprochene Vermutung bestätigt, daß die nach der genannten Anwendung zu erwartende Abnahme der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen für Wasserstoff im Gaszustand bereits bei erreichbaren Temperaturen auftreten würde, und damit die Notwendigkeit jener Anwendung sehr deutlich gezeigt. Außerdem haben sie für eine mehr ins einzelne gehende Behandlung der Frage[6]) nach der Art, wie die Quantentheorie auf die molekularen Rotationen angewendet werden soll, wertvolle Ergebnisse geliefert.

Einstein und Stern[7]) finden, was den allgemeinen Verlauf betrifft, eine gute Übereinstimmung mit den Bestimmungen von Eucken unter der Annahme, daß die mittlere Rotationsenergie eines Moleküls bei der Temperatur T bestimmt wird durch die Formel, die Planck[1]) kürzlich für die mittlere Energie bei der Temperatur T eines Oszillators mit bestimmter Frequenz aufgestellt hat und in der die Annahme einer kinetischen Energie beim absoluten Nullpunkt enthalten ist. Als Frequenz wurde für das drehende Molekül die Zahl der Rotationen pro Zeiteinheit angenommen, so daß die Frequenz unmittelbar wieder mit der Energie durch eine Beziehung verbunden ist.

Obgleich die Übereinstimmung im großen Ganzen sehr befriedigend ist, gibt es doch bei gewöhnlichen und nicht sehr tiefen Temperaturen Unterschiede, die eine nähere Untersuchung über die Art, wie die Quantentheorie auf molekulare Rotationen angewendet werden soll, rechtfertigen. Einstein und Stern selber weisen bereits darauf hin, daß ihre Berechnungen nicht vollständig sind in dem Sinne, daß sie bei gegebener Temperatur nur eine einzelne Rotationsgeschwindigkeit als im Gase anwesend voraussetzen. Sackur[2]) war, als er unabhängig von Einstein und Stern, doch auf etwas andere Art, die Quantentheorie auch auf die Rotation von Molekülen anwendete, hierin bereits weiter gegangen, indem er die verschiedenen möglichen Rotationsgeschwindigkeiten in seine Betrachtungen aufnahm. Dasselbe tat Ehrenfest[3]) bei einer sich mehr an Planck anschließenden Anwendung der Regeln der statistischen Mechanik. Bei diesen beiden Arten der Behandlung wurde die Annahme der endlichen Energieelemente bzw. der endlichen Elementargebiete von gleicher Wahrscheinlichkeit auf jedes der rotierenden Elementarmoleküle für sich angewendet, und zwar in gleicher Weise, wie Planck es für einen Oszillator macht. Wo jedoch die Rotation eines Moleküls bei Abwesenheit einer richtenden Kraft wegen des Fehlens einer potentiellen Energie, die bei dieser Bewegung mitwirkt, sich prinzipiell von der Bewegung eines Planckschen Oszillators unterscheidet, da scheint mir die unmittelbare Übertragung der Planckschen Betrachtungen auf die Rotationsbewegung jedes der Moleküle für sich nicht sehr vor der Hand liegend[4]).

Ich meine, daß es näher liegt, den Betrag an Temperaturenergie (vgl. diese Zeitschr. **14**, 665, 1913, § 1), welche die Moleküle bei einer Temperatur T aus ihrer Rotation besitzen, her-

1) Übersetzt nach: Leiden, Commun. Suppl. Nr. 32.

2) W. Nernst, Zeitschr. f. Elektrochemie **17**, 270, 1911; W. Nernst und F. A. Lindemann, a. a. O. S. 825, siehe auch A. Einstein, Rapports conseil Solvay 1911, S. 432.

3) A. Eucken, Berl. Ber. 1912, S. 141.

4) K. Scheel und W. Heuse, Berl. Ber. 1913, S. 44; Ann. d. Phys. (4) **40**, 473, 1913.

5) Rapports conseil Solvay 1911, S. 301; Zeitschr. f. Elektrochem. **17**, 826, 1911. Vgl. auch H. Kamerlingh Onnes und W. H. Keesom, Math. Enc. V., 10, Leiden. Comm. Suppl. Nr. 23, § 57 f.

6) Diese Frage ist auch von Bedeutung für die thermische Zustandsgleichung; vgl. Leiden. Comm. Suppl. Nr. 25, § 3 f (Sept. 1912).

7) A. Einstein und O. Stern, Ann. d. Phys. (4) **40**, 551, 1913.

1) Siehe M. Planck, Wärmestrahlung, 2. Aufl., S. 140.

2) O. Sackur, Jahresber. d. Schles. Ges. f. vaterl. Kult., Febr. 1913.

3) P. Ehrenfest, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 451, 1913.

4) Vgl. jedoch S. 9, Fußnote 2.

zuleiten aus der Betrachtung des Gleichgewichts des Systems mit der schwarzen Strahlung von dieser Temperatur und dabei für diese die Plancksche Formel als gegeben zu betrachten, in der Art, wie dieses in meiner oben genannten Veröffentlichung für die Translationsbewegung im Gase geschehen ist. Einstein und Stern stützen sich gleichfalls auf die Betrachtung dieses Gleichgewichts. Die Einführung der Nullpunktsenergie bildet dabei dann eine neue Hypothese, die durch die Resultate gerechtfertigt wird.[1])

Anstatt nun die molekulare Rotationsbewegung, im Gase als Ganzes betrachtet, in die Rotationen der einzelnen Moleküle zu analysieren, kann man sie auch in ein System stehender Wellen nach Jeans und Debye zerlegen. Die so zutage tretenden elementaren Bewegungen stimmen in ihren Eigenschaften ganz mit einem Planckschen Oszillator bestimmter Frequenz überein. Es scheint mir, daß die Betrachtung des Gleichgewichts zwischen schwarzer Strahlung und molekularer Rotation in derselben Weise, wie es in dieser Zeitschrift **14**, 665—670, 1913, für die Translation geschah, dazu führt, daß auf jede solche Hauptschwingung in dem Systeme die Plancksche Formel angewendet werden muß. Dies geschieht in § 2.

Indem man den dort erhaltenen Ausdruck für die Energie der Molekularrotation mit den experimentellen Resultaten für die spezifische Wärme von Wasserstoff vergleicht, bekommt man im allgemeinen eine Übereinstimmung, die gleich gut ist wie die von Einstein und Stern gefundene. Für gewöhnliche und nicht sehr tiefe Temperaturen, für welche die Resultate von Eucken durch Scheel und Heuse bestätigt worden sind, treten auch jetzt Abweichungen auf, die ebenso wie die von Einstein und Stern gefundenen nicht experimentellen Fehlern zugeschrieben werden können. Diese Abweichungen unterscheiden sich von den von Einstein und Stern gefundenen insoweit, als sie alle in gleicher Richtung gehen, nämlich so, daß der experimentelle Wert größer ist als der berechnete[1]) und daß sie gleichmäßig mit der Temperatur zunehmen. Diese Punkte scheinen zugunsten der in § 2 gemachten Voraussetzungen zu sprechen, insoweit es leichter erscheint, durch das „Auftreten eines neuen Freiheitsgrades" Rechenschaft zu geben von Abweichungen, die den erwähnten Verlauf zeigen, als von den Abweichungen, wie sie von Einstein und Stern gefunden werden. Dem steht jedoch gegenüber, daß die etwaige Ungleichheit der beiden Hauptträgheitsmomente, die in diesem Gebiete den Beitrag der Rotation zur spezifischen Wärme beherrschen, vorausgesetzt, daß das dritte Hauptträgheitsmoment so klein ist, daß in diesem Gebiete die Rotation um die entsprechende Achse noch keinen merklichen oder nur einen geringen Beitrag liefert, vielleicht auch Abweichungen wie die von Einstein und Stern bei der Annahme der Gleichheit jener Trägheitsmomente gefundenen zur Folge haben könnte[2]).

1) Merkwürdig ist das von Ehrenfest l. c. erhaltene Resultat, daß mit seiner Distribution der Rotationsfrequenzen ohne die Annahme einer Nullpunktsenergie eine gute Vorstellung der Euckenschen Ergebnisse bei tiefen Temperaturen erhalten wird. Indessen ist in den Bestimmungen für den von ihm bei höheren Temperaturen gefundenen, nicht monotonen Verlauf der spezifischen Wärme keine Andeutung vorhanden und wird andererseits eine auf die Annahme einer Nullpunktsenergie gegründete weitere Untersuchung durch die auch auf anderem Gebiete seitdem zutage getretenen Andeutungen für deren Existenz gerechtfertigt. Vgl. M. Planck, a. a. O.; für die molekulare Translationsbewegung in Gasen: H. Kamerlingh-Onnes und W. H. Keesom, Mitteilung an den Wolfskehl-Kongreß, Göttingen 1913; W. H. Keesom, diese Zeitschr. **14**, 665 bis 670, 1913; für die freien Elektronen in Metallen: W. H. Keesom, diese Zeitschr. **14**, 670—675, 1913; bezüglich der Abweichungen vom Curieschen Gesetz bei paramagnetischen Stoffen: E. Oosterhuis, diese Zeitschr. **14**, 862, 1913; hinsichtlich der spontanen Magnetisierung von ferromagnetischen Stoffen: diese Mitteilung I; für die Abhängigkeit des molekularen magnetischen Moments ferromagnetischer Stoffe oberhalb des Curiepunktes von der Temperatur: diese Mitteilung II (im nächsten Heft); denen vielleicht als in der gleichen Richtung zeigend, obgleich vorläufig wenig zwingend, zugefügt werden kann: Das Verhalten der dielektrischen Konstanten von Athyläther (siehe eine spätere Mitteilung), die Abweichung bei tiefen Temperaturen vom Becquerelschen Gesetze über die Breite von einigen Absorptionsbanden (vgl. J. Becquerel und H. Kamerlingh-Onnes, Leiden. Comm. Nr. 103, § 5, Februar 1908), das Verhalten der Reibungskoeffizienten für Gase bei tiefen Temperaturen, vgl. W. H. Keesom, Leiden. Comm. Suppl. Nr. 25, § 6 (September 1912), H. Kamerlingh-Onnes, C. Dorsman und Sophus Weber, Leiden. Comm. Nr. 134 a, b, c (März, April 1913).

1) Dasselbe gilt für die von O. Sackur a. a. O. gefundenen Abweichungen.

2) Bemerkung bei der Korrektur: Auch müssen wir die Möglichkeit im Auge halten einer Kombination der Annahme einer Nullpunktsenergie mit der Annahme einer diskontinuierlichen Verteilung der Rotationsfrequenzen entsprechend derjenigen, welche Ehrenfest a. a. O. bei Abwesenheit von Nullpunktsenergie annimmt. Diese Kombination, welche nach einer Privatmitteilung von Ehrenfest auch schon betrachtet wurde, soll besonders jetzt geprüft werden, nachdem Eucken im Anhang zur deutschen Ausgabe der Verh. a. d. Conseil Solvay 1911, 403 (vgl. auch Bjerrum, Nernst-Festschrift, 90, 1912, und E. v. Bahr, Verh. d. D. physik. Ges., 710, 731, 1913) wichtige Gründe für die Annahme einer solchen diskontinuierlichen Verteilung abgeleitet hat aus Beobachtungen von Rubens und Aschkinass, Wied. Ann. **64**, 584, 1898, Rubens, Berlin, Sitz.-Ber., 513, 1913, E. v. Bahr, a. a. O., über ultrarote Absorptionsspektra von Gasen. Die zwei Annahmen: 1. kontinuierliche Verteilung der Frequenzen, z. B. nach § 2 dieser Mitteilung, und 2. diskontinuierliche Verteilung könnten als zwei Grenzfälle betrachtet werden, letztere für so kleine Dichten, daß die Moleküle zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen ungestört eine große Zahl Umdrehungen machen, erstere für so große Dichten, daß die molekularen Rotationen fortwährend durch Stöße oder andere gegenseitige Einwirkungen gestört werden, so

Vor Einführung irgendeiner dieser neuen Hypothesen schien es mir wünschenswert, den in § 2 aufgestellten Ausdruck der Rotationsenergie an anderen Erscheinungen zu prüfen. Da nach der Theorie von Langevin die Rotationsenergie der Moleküle einen bestimmenden Einfluß auf die Magnetisierung von paramagnetischen Stoffen hat, kann diese dazu dienen. Oosterhuis, der mit gutem Erfolg die Quantentheorie unter Einführung einer Nullpunktsenergie nach Einstein und Stern zur Erklärung der Abweichungen anwandte, welche die Suszeptibilität einiger paramagnetischer Stoffe vom Curieschen Gesetze zeigt, war so freundlich, außer dem von Einstein und Stern gegebenen Ausdruck für die Rotationsenergie auch den in § 2 mitgeteilten zu prüfen[1]). Er fand, daß die Abweichungen mit Hilfe des zuletzt genannten Ausdrucks nicht viel besser dargestellt werden als mit Hilfe des einfacheren von Einstein und Stern. Eine deutliche Entscheidung zwischen beiden wurde nicht erhalten.

Dann habe ich gemeint, daß vielleicht die spontane Magnetisierung ferromagnetischer Stoffe noch ein empfindlicheres Kriterium für die Prüfung des in § 2 aufgestellten Ausdrucks für die molekulare Rotationsenergie würde liefern können. In § 3 wird zu diesem Zwecke das in § 2 erhaltene Resultat in die Theorie von Weiss für ferromagnetische Stoffe eingeführt, wobei zu bedenken ist, daß die molekulare Rotationsenergie durch die Anwesenheit eines richtenden Feldes geändert wird (§ 3b). In § 4 sind die Ergebnisse der Vergleichung mit den experimentellen Bestimmungen mitgeteilt. Daran schließen sich im Teil II (im nächsten Heft) einige allgemeine Bemerkungen an, wozu die Anwendung der Quantentheorie unter Einführung der Nullpunktsenergie auf ferromagnetische Stoffe, besonders auf den erregt-ferro-magnetischen Zustand führt. Dabei ist zu beachten, daß verschiedene jener allgemeinen Bemerkungen nicht von dem Spezialwert der Rotationsenergie abhängig sind, der in § 2 und 3 dafür aufgestellt ist, sondern nur von dem allgemeinen Verlauf jener Energie mit der Temperatur, wie dies in diesen Paragraphen dargetan wird. Inwieweit dies für jede Bemerkung der Fall ist, wird der Leser selbst für jeden Einzelfall leicht beurteilen können. —

§ 2. Die Energie der molekularen Rotation bei Abwesenheit einer Richtkraft. Wenn in einer Gruppe von Molekülen in einem Gase die molekulare Rotationsgeschwindigkeit geändert wird, dann wird diese Änderung in der Bewegung aus diesem Zentrum der Gleichgewichtsstörung auf die übrigen Moleküle übertragen werden. Dasselbe gilt für einen festen Körper, in dem wir vorläufig die Moleküle frei drehend annehmen. Es unterliegt keinem Zweifel, daß für die Beschreibung der als ein molarer Prozeß betrachteten Fortpflanzung der erwähnten Gleichgewichtsstörung bei geeigneten vereinfachenden Voraussetzungen eine Differentialgleichung derselben Form wie bei der Fortpflanzung einer Wellenbewegung in einem elastischen Medium gelten wird.

Da auch die Randbedingungen[1]) übereinstimmen mit denjenigen, die bei der Fortpflanzung einer Wellenbewegung in einem elastischen Medium (eventuell einem Gas) gelten, so werden, was die Rotation betrifft, übereinstimmende Zustände stehender Wellenbewegung möglich sein, wie sie bei akustischen Bewegungen auftreten. Im besonderen wird z. B. die Anzahl der möglichen Hauptschwingungsweisen, deren Frequenz zwischen ν und $\nu + d\nu$ liegt, durch eine Formel wie Gleichung (3) (diese Zeitschr. **14**, 665—670, 1913), gegeben werden.

Die molekulare Rotation im Körper kann nun in ein System derartiger Wellenbewegungen zerlegt gedacht werden. Zur Bestimmung der Zahl jener Wellenbewegungen bei einer endlichen Zahl Moleküle setzen wir, für diesen Fall wieder die angenäherte Gültigkeit der Debyeschen Methode voraus, nach welcher das Spektrum berechnet wird, ohne der Molekularstruktur Rechnung zu tragen, und dann an der Seite der hohen Frequenzen bei einem Wert ν_{max} abgeschnitten wird, der dadurch bestimmt wird, daß die Gesamtzahl jener Schwingungsarten der Anzahl der Freiheitsgrade gleichgesetzt wird.

Wir können uns denken, daß die Strahlungsenergie auf Molekularrotationen mittels des Strahlungsdruckes übertragen wird und können dementsprechend und analog wie bei der molekularen Translation (diese Zeitschr. **14**, 665—670, 1913; § 2) annehmen, daß wir es mit Energie-

daß die eigene Rotationsfrequenz des Moleküls sich nicht entwickeln kann. Die Tatsache, daß, wie E. v. Bahr a. a. O., 710, fand, bei größeren Dichten die Maxima und Minima im Absorptionsspektrum weniger ausgeprägt werden, entspricht der Annahme einer Superposition eines diskontinuierlichen Spektrums über ein kontinuierliches, derart, daß beim Übergehen zu größeren Dichten, infolge des kleiner werdenden Zeitintervalls zwischen zwei aufeinander folgenden Stößen oder im allgemeinen des zunehmenden Einflusses der gegenseitigen Einwirkungen, die Intensität des erstgenannten Spektrums abnimmt im Vergleich mit der des zweitgenannten. Für die in dieser Mitteilung behandelte Magnetisierung ferromagnetischer Körper kann man erwarten, daß die kontinuierliche Verteilung überwiegen wird.

1) E. Oosterhuis, diese Zeitschr. **14**, 862, 1913. § 7.

1) Falls die Moleküle am Rande frei rotieren können, tritt dort ein Bauch auf; ist ihre Rotationsbewegung dort verhindert oder stark gedämpft, ein Knoten.

quanten im Werte von $^1/_2\ h\nu$ zu tun haben[1]), wenn ν die Frequenz der betrachteten Schwingungsart im Gase ist. Eine andere Annahme hinsichtlich des Koeffizienten von $h\nu$ würde außerdem für die allgemeinen Ergebnisse dieser Mitteilung keine Änderung herbeiführen.

Wie für die Translation (diese Zeitschr. **14**, 665—670, 1913; § 3) werden wir für die freie Rotation bezüglich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit c der hier betrachteten Wellenbewegungen annehmen, daß sie für die kleinen Wellenlängen, welche die Hauptrolle spielen, bei Zuständen, die sich vom thermo-dynamischen Gleichgewichtszustand wenig unterscheiden, für jede Schwingungsart proportional ist der Quadratwurzel aus der Energie der betreffenden Schwingungsart $u_{r\nu}$[2]). Dann bekommen wir in Übereinstimmung mit dieser Zeitschr. **14**, 665—670, 1913; § 4:

$$u_{r\nu} = {}^1/_2 \left\{ \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + {}^1/_2 h\nu \right\}. \qquad (1)$$

Dies ist der Ausdruck, der auch von Einstein und Stern für die Rotationsenergie der „Frequenz" ν für einen Freiheitsgrad angenommen wird. Die hier gemachte Voraussetzung bezüglich c möge vorläufig weiter durch die Bemerkung gerechtfertigt werden, daß dadurch erhalten wird, daß bei hohen Temperaturen das Verhältnis der Energie eines Freiheitsgrades zum Werte $^1/_2\ kT$ sich dem Werte 1 nähert, was für diese freien Rotationen der Fall sein muß.

Wir werden in dieser Mitteilung, wo es nicht ausdrücklich anders vermerkt wird, voraussetzen, daß wir es mit Rotationen um zwei gleichwertige Achsen zu tun haben. Für die mittlere Rotationsenergie der beiden Freiheitsgrade finden wir dann

$$u_r = \frac{3}{\nu_{\max}^3} \int_0^{\nu_{\max}} \left| \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + {}^1/_2 h\nu \right| \nu^2 d\nu \qquad (2)$$

während wir in Übereinstimmung mit Gleichung (5)[3]) und (7) (diese Zeitschr. **14**, 665—670, 1913) $c \sim u_r^{1/3}$ annehmen, so daß [vgl. Formel (3) diese Zeitschr. **14**, 665—670, 1913]

$$\nu_{\max} \sim u_r^{1/3} \qquad (3)$$

wird. Diese Voraussetzung bewirkt [bei Annahme einer Nullpunktsenergie wie in (1)], daß bei genügend hohen Temperaturen u_r in $k(T+\Delta)$ übergeht, wo Δ eine Konstante ist, was Oosterhuis[1]) zur Erklärung des Verhaltens der Suszeptibilität verschiedener paramagnetischer Stoffe geeignet fand.

Wie in dieser Zeitschr. **14**, 665—670, 1913, kann man, wenn man

$$\xi = \frac{h\nu}{kT},\ x = \frac{h\nu_{\max}}{kT},\ \Theta = \frac{h\nu_{\max}}{k},\ \Theta_0 = \frac{h\nu_{\max 0}}{k} \qquad (4)$$

einführt, schreiben[2]):

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{u_r}{u_{r_0}}\right)^{1/2} &= 1 + \frac{8}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \\ \frac{T}{\Theta_0} &= \frac{1}{x} \left(\frac{u_r}{u_{r_0}}\right)^{1/2} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Bei Abwesenheit einer Richtkraft bestimmen diese Gleichungen u_r als Funktion von T.[3]) Darin ist die Rotationsenergie für $T = 0$

$$u_{r\,0} = {}^3/_8\ k\Theta_0. \qquad (6)$$

§ 3a. Einführung der Quantentheorie in die Theorie von Weiss für den ferromagnetischen Zustand. Wir wollen voraussetzen, daß die Einführung der Quantentheorie in die Statistik der Orientierungen der Elementarmagnete unter Einfluß des magnetischen Feldes nur die Änderung herbeiführt, daß in die von Langevin[4]) dafür erhaltenen Beziehungen für kT der jetzt geltende Wert u_r der Rotation eingeführt werden muß[5]).

---

1) Vgl. auch P. Ehrenfest, a. a. O. S. 453 Fußnote 1.

2) Der Index r wird im folgenden anzeigen, daß die Größe sich auf die Rotationsenergie bezieht.

3) Hierin ist angenommen, daß im thermodynamischen Gleichgewichtszustand die Fortpflanzungsgeschwindigkeit für die verschiedenen Frequenzen dieselbe ist.

1) E. Oosterhuis, diese Zeitschr. **14**, 862, 1913.

2) Die Einführung der Quantentheorie wird bei den Betrachtungen, die hier folgen, charakterisiert durch das Auftreten der Konstanten Θ_0. Diese hängt zusammen mit dem Trägheitsmoment des Moleküls oder desjenigen Teils von ihm, der frei rotiert, und zwar so, daß einem kleineren Wert dieses Trägheitsmomentes ein größerer Wert von Θ_0 entspricht und umgekehrt. So darf man erwarten, daß für Elemente mit einatomigen Molekülen Θ_0 relativ groß ist, und daß für Verbindungen mit schweren Molekülen mit relativ großer Ausbreitung Θ_0 relativ klein ist. Die Abweichungen von den Aquipartitionsgesetzen gehen mit dem parallel, was Oosterhuis hinsichtlich der Abweichungen der paramagnetischen Stoffe vom Curieschen Gesetz tatsächlich fand.

3) Geeignete Reihenentwicklungen für die erste der Gleichungen (5) sind für größere Werte von x

$$\left(\frac{u_r}{u_{r_0}}\right)^{1/2} = 1 + \frac{8\pi^4}{15}\frac{1}{x^4} - \frac{8}{x^4}\sum_{n=1}^{n=\infty} e^{-nx}\left(\frac{1}{nx} + \frac{3}{n^2x^2} + \frac{6}{n^3x^3} + \frac{6}{n^4x^4}\right),$$

für kleinere Werte von x:

$$\left(\frac{u_r}{u_{r_0}}\right)^{1/2} = \frac{8}{3}\frac{1}{x}\left\{1 + \frac{1}{20}x^2 - \frac{1}{1680}x^4 + \frac{1}{90720}x^6 - \frac{1}{4435200}x^8 \ldots\right\}.$$

4) P. Langevin, Ann. Chim. Phys. (8) 5, 70, 1905.

5) Bei der Anwendung auf feste Körper werden wir

Nach Langevin ist das magnetische Moment der Masseneinheit M_m unter der Wirkung des magnetischen Feldes H

$$M_m = n\mu \left\{ \frac{\mathrm{Ch}\, a}{\mathrm{Sh}\, a} - \frac{1}{a} \right\}; \qquad (7)$$

wo n die Zahl der frei rotierenden Molekularmagnete[1]) in der Masseneinheit, μ das molekulare magnetische Moment ist; a wird bestimmt durch

$$a = \frac{\mu H}{u_r}. \qquad (8)$$

Für den Wert von u_r, der durch das Magnetfeld geändert sein kann, sehe man diesen Paragraphen unter b.

Aus (7) und (8) ergibt sich für die Suszeptibilität paramagnetischer Stoffe, solange noch keine Sättigung[2]) bemerkbar zu werden beginnt,

$$\chi = \frac{n\mu^2}{3u_r}, \qquad (9)$$

eine Beziehung, die auch von Oosterhuis angenommen wurde.

Nach der Theorie von Weiss[3]) ist für den ferromagnetischen Zustand zu setzen:

$$H = H_e + H_m \qquad (10)$$

worin H_e das äußere Feld und

$$H_m = N_m I_m \qquad (11)$$

das Molekularfeld darstellt. Hier ist I_m die Magnetisierung pro Volumeneinheit $= \varrho M_m$, wenn ϱ = der Dichte ist. Der Koeffizient des Molekularfeldes N_m wird von Weiss als konstant vorausgesetzt.

Die spontane Magnetisierung σ, welche zu $H_e = 0$ gehört, wird nach der Konstruktion von Weiss in einem σ,a-Diagramm durch Bestimmung des Schnittpunktes der Kurve:

$$\sigma = n\mu \left\{ \frac{\mathrm{Ch}\, a}{\mathrm{Sh}\, a} - \frac{1}{a} \right\} \qquad (12)$$

mit der zum betrachteten Wert von T gehörigen Geraden

$$\sigma = \frac{u_r}{N_m \varrho \mu} a \qquad (13)$$

erhalten.

Ist

$$u_{r0} > \frac{N_m n \varrho \mu^2}{3}, \qquad (14)$$

so hat keine der Geraden (13) einen anderen Schnittpunkt mit der Kurve (12) als den Punkt $a = 0$. Bei der Annahme einer Nullpunktsenergie für die molekulare Rotation sind also ferromagnetische Stoffe, charakterisiert durch den Besitz eines Molekularfeldes nach Weiss, möglich, ohne daß bei ihnen die spezifisch ferromagnetischen Eigenschaften, nämlich spontane Magnetisierung, Hysteresis, remanenter Magnetismus, auftreten. Wir werden in § 6 (im nächsten Heft) hierauf näher zurückkommen.

Ist hingegen

$$u_{r0} < \frac{N_m n \varrho \mu^2}{3}, \qquad (15)$$

so gehört zu jeder Temperatur $T < T_c$, der Temperatur des Curiepunktes, welche durch

$$u_{rc} = \frac{N_m n \varrho \mu^2}{3} \qquad (16)$$

bestimmt wird (u_{rc} = Rotationsenergie beim Curiepunkt), eine spontane Magnetisierung, die wir uns dann durch (12) und

$$\varrho = n\mu \cdot \frac{1}{3} \frac{u_r}{u_{rc}} \qquad (17)$$

bestimmt denken können.

b. Einfluß des Magnetfeldes auf die Rotationsenergie. Da die Rotationsenergie der Molekularmagnete nach der Quantentheorie abhängig ist von den in dem betrachteten Körper auftretenden Frequenzen, und da diese unter Einfluß des Magnetfeldes geändert werden können, kann auch die erwähnte Rotationsenergie vom Felde abhängig sein. Die Art der Abhängigkeit kann thermodynamisch vollständig hergeleitet werden, wenn die Energie bei Abwesenheit eines Feldes als Temperaturfunktion bekannt ist (vgl. § 2).

Die Wärme, die bei einer unendlich kleinen umkehrbaren Änderung einem ferromagnetischen Körper, dessen Zustand von T und M_m be-

annehmen, daß die Moleküle frei rotieren können oder wenigstens so schwach an eine bestimmte Gleichgewichtsorientierung gebunden sind, daß der größte Zuwachs, den die potentielle Energie infolge des Ausweichens aus der Gleichgewichtsorientierung erleiden kann, noch klein ist im Vergleich mit der mittleren kinetischen Rotationsenergie, die das Molekül bei den Temperaturen hat, bei der wir die Magnetisierung betrachten. In Fällen, wo die Änderungen der potentiellen Energie in Betracht kommen, können kompliziertere Beziehungen auftreten. Wegen der Behandlung derartiger Fälle bei Annahme des Aquipartitionswertes für die Rotationsenergie siehe P. Weiss, C. R. 156 1674, 1836, 1913.

1) Unter magnetischem Molekül verstehen wir in dieser Mitteilung fortan das elementare Teilchen, das frei als Ganzes rotiert und ein magnetisches Moment hat, wobei wir vorläufig unbeachtet lassen, ob es mit dem chemischen Molekül zusammenfällt oder nicht. Nach Weiss würde jedes chemische Molekül Fe_3O_4 3 magnetische Moleküle enthalten.

2) Es sei bemerkt, daß man bei Annahme einer Nullpunktsenergie das Auftreten der Sättigungserscheinungen bei tiefen Temperaturen erst bei höheren Werten von H erwarten wird, als nach der Theorie von Langevin, in der a durch den Wert von $\frac{H}{T}$ bestimmt wird.

3) P. Weiss, Journ. de Phys. (4) 6, 661, 1906 (diese Zeitschr. 9, 358, 1908). Les idées modernes sur la constitution de la matière (Conférences Paris 1912) S. 332.

stimmt gedacht ist, zugeführt werden muß, ist pro Masseneinheit[1])

$$dQ = dU_r - HdM_m, \qquad (18)$$

worin U_r ebenfalls auf die Masseneinheit bezogen wird, und H wie in diesem Paragraphen unter a) das totale auf jedes magnetische Molekül wirkende Feld vorstellt, wozu auch das Molekularfeld gerechnet wird.

Nach dem zweiten Hauptsatz ergibt sich hieraus

$$\left(\frac{\partial U_r}{\partial M_m}\right)_T = H - T\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_{M_m}. \qquad (19)$$

Entsprechend der Voraussetzung am Anfang dieses Paragraphen unter a) können wir schreiben

$$H = n u_{rm} f(M_m) \qquad (20)$$

wo $f(M_m)$ durch (7) und (8) bestimmt wird. Durch den Index $_m$ in u_{rm} wird darauf hingedeutet, daß die Rotationsenergie durch das Feld geändert ist; u_r wird wie in § 2 die Rotationsenergie bei Abwesenheit des Feldes bleiben. Mit $U_r = n u_{rm}$ geht (19) dann über in

$$\frac{1}{f(M_m)}\left(\frac{\partial u_{rm}}{\partial M_m}\right)_T = u_{rm} - T\left(\frac{\partial u_{rm}}{\partial T}\right)_{M_m}. \qquad (21)$$

Die allgemeine Lösung dieser partiellen Differentialgleichung ist:

$$\frac{u_{rm}}{T} = \varphi\left(Te^{-\int_0^{M_m} f(M_m)\,dM_m}\right). \qquad (22)$$

Als untere Grenze des Integrals ist o gewählt, weil die Funktion φ dadurch bestimmt werden kann, daß für $M_m = 0$ u_{rm} als Funktion von T durch Gleichung (5) gegeben ist. Man bekommt dann ein Paar Gleichungen zur Bestimmung von u_{rm}, wenn T und M_m gegeben sind. Diesen Gleichungen kann man folgende Form geben. Nennen wir u_r^* und T^* solche Werte von u_r und T, die nach (5) zu einem bestimmten Werte von x gehören, so erhält man die folgenden Werte von u_{rm} und T

$$\left.\begin{aligned} u_{rm} &= u_r^* \cdot \frac{a}{\mathrm{Sh}a} e^{a\frac{M_m}{n\mu}} \\ T &= T^* \cdot \frac{a}{\mathrm{Sh}a} e^{a\frac{M_m}{n\mu}}. \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

Hier ist die in (22) auftretende Integration[1]) außerdem ausgeführt. Man ersieht leicht, daß u_{rm} größer ist als das zu demselben Wert von T gehörige u_r (für $M_m = 0$); ferner, daß wenn $u_r^* = kT^*$ ist, u_{rm} gleich dem Werte von u_r (für $M_m = 0$) bei der Temperatur T ist.

Zur Bestimmung der spontanen Magnetisierung ist M_m in (23) zu ersetzen durch σ und ist zu bedenken, daß zwischen σ, a und u_{rm} nach (12) und (17) die Beziehungen

$$\frac{\sigma}{n\mu} = \frac{\mathrm{Ch}a}{\mathrm{Sh}a} - \frac{1}{a} = \frac{1}{3}a \cdot \frac{u_{rm}}{u_{rc}} \qquad (24)$$

bestehen[2]).

Die Berechnung kann so geschehen, daß bei bestimmtem Werte von $\frac{\sigma}{n\mu}$ der zugehörige Wert von T berechnet wird: (24) ergibt zu $\frac{\sigma}{n\mu}$ die Werte von a und $\frac{u_{rm}}{u_{rc}}$; nach (23) ist dann

$$u_r^* = u_{rm}\frac{\mathrm{Sh}a}{a} e^{-a\frac{\sigma}{n\mu}}; \qquad (25a)$$

nach (5) lehren die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{u_r^*}{u_{r0}}\right)^{1/2} &= 1 + \frac{8}{x^4}\int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^{\xi}-1} \\ \frac{T^*}{\Theta_0} &= \frac{1}{x}\cdot\left(\frac{u_r^*}{u_{r0}}\right)^{1/2} \end{aligned}\right| \qquad (26)$$

bei gegebenem Θ_0 den Wert von T^* kennen, wonach T sich ergibt aus

$$T = T^* \cdot \frac{a}{\mathrm{Sh}a} e^{a\frac{\sigma}{n\mu}}. \qquad (25b)$$

§ 4. Die spontane Magnetisierung von Magnetit und Nickel. In Fig. 1 sind die Daten für die Vergleichung der Bestimmungen der spontanen Magnetisierung von Magnetit und Nickel mit den Beziehungen (23) bis (26) von § 3 vereinigt.

T_r ist die Temperatur des Curiepunktes. Die mit „Äquipartition" bezeichnete Kurve ist nach (24) mit $u_{rm} = kT$ berechnet. Die beiden anderen Kurven sind der Fig. 1, Tafel I, von Leiden Comm. Nr. 114 von Weiss und Kamer-

1) Diese Gleichung wurde von mir aus der Betrachtung der Energie hergeleitet, die einem einzelnen der Molekularmagnete, deren Moment unveränderlich gedacht wird, zugefügt werden muß, wenn dessen Rotationsenergie und Orientierung bezüglich des Feldes H geändert wird. Dabei ist die ganze gegenseitige Wirkung der Moleküle aufeinander, wie bei Weiss, in Form des Molekularfeldes in H enthalten gedacht. Man bekommt für die zuzuführende Energie $du_r - Hdu_H$, wenn du_H die Änderung der Komponenten des Magnetmomentes in der Richtung von H darstellt. Bildet man die Summe über die Masseneinheit, so bekommt man (18). Wegen einer mir von Prof. Lorentz gütigst mitgeteilten Herleitung, die mehr ins einzelne geht, siehe den Nachtrag.

1) Im Langevinschen M_m, a-Diagramm ist dieses Integral als der Inhalt der von der Kurve (7) und der M_m-Achse begrenzten Fläche abzulesen.

2) Aus Gleichung (23) ergibt sich, daß die Bestimmung des Curiepunktes nach Gleichung (16) wegen des Einflusses des Feldes auf die Rotationsenergie keine Änderung erleidet, was auch direkt zu verstehen ist.

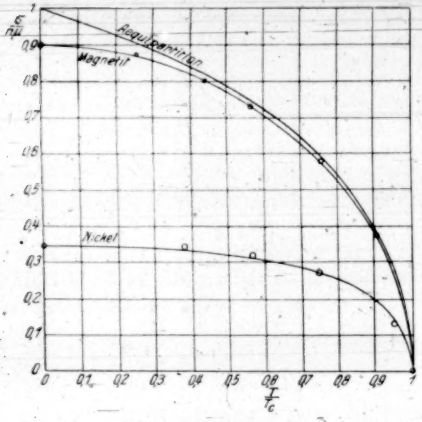


Fig. 1.

lingh-Onnes (Februar 1910[1])) entlehnt und stellen die Bestimmungen für Magnetit und Nickel dar[2]).

Die durch Kreise bezeichneten Punkte sind nach (23) bis (26) berechnet. Dabei ist angenommen[3]):

$$\text{für Magnetit} \quad \Theta_0 = 75$$
$$\text{für Nickel} \quad \Theta_0 = 2100.$$

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung für Magnetit ist als sehr befriedigend zu betrachten[4]). Dies spricht wohl dafür, daß die hier gemachte Anwendung der Quantentheorie in den Hauptzügen, besonders was die Annahme einer Nullpunktsenergie betrifft, der Wirklichkeit entspricht.

Für Nickel ist die Übereinstimmung etwas weniger gut[1]). Indessen wird sie wohl als eine Erhärtung der Hauptzüge der hier mitgeteilten Betrachtungen angesehen werden dürfen. Die Abweichungen können dann dem annähernden Charakter einiger der besonderen Annahmen in § 2 und 3 zugeschrieben werden.

Nimmt man die Voraussetzungen dieser Mitteilung hinsichtlich der Molekularrotationsenergie als in den Hauptzügen richtig an, so sind diese Resultate außerdem als eine schöne Bestätigung der Weissschen Theorie des Molekularfeldes aufzufassen.

Es ist bemerkenswert, daß bei Annahme einer Nullpunktsenergie die spontane Magnetisierung beim absoluten Nullpunkt, σ_0, nicht zusammenfällt mit der absoluten „Sättigungsmagnetisierung" $n\mu$, bei welcher alle magnetischen Momente parallel zueinander gedacht sind.

Bei den oben erwähnten Werten von Θ_0 findet man

$$\text{für Magnetit} \quad \frac{\sigma_0}{n\mu} = 0{,}906$$
$$\text{für Nickel} \quad \frac{\sigma_0}{n\mu} = 0{,}346.$$

Entsprechen diese Betrachtungen der Wirklichkeit, so wird dieses bei den Berechnungen der magnetischen Molekularmomente berücksichtigt werden müssen. Man findet mit den oben erwähnten Zahlen, indem man die Werte für die Sättigungsmagnetisierung[2]) bei tiefen Temperaturen Weiss und Kamerlingh-Onnes, Leiden Comm. Nr. 114, entlehnt, mit der dort angegebenen Korrektion für die Ausdehnung,

1) Eine Ablesung der Kurve für Magnetit, die in „Les idées modernes sur la constitution de la matière (Conférences Paris 1912) veröffentlicht ist, ergibt nur unbedeutende Unterschiede gegenüber den Ablesungen der Figur in Leiden Comm. Nr. 114.

2) Dabei sind die Werte von $\frac{\sigma_0}{n\mu}$ mit den weiter unten angegebenen Werten von Θ_0 berechnet.

3) Auffallend ist wiederum der große Unterschied in Θ_0 für einatomige Elemente und für Verbindungen, was einem derartigen Unterschied (im umgekehrten Sinne) im Trägheitsmoment entspricht. Es hängt mit diesen großen Werten von Θ_0, d. h. mit dem kleinen Trägheitsmoment, zusammen, daß die Rotationsenergie bei einatomigen festen Stoffen bei gewöhnlichen Temperaturen nur einen relativ kleinen Beitrag zur spezifischen Wärme liefert.

4) Aus der ursprünglichen Figur wurde für Magnetit abgelesen:

$\frac{T}{T_c}$	$\frac{\sigma}{\sigma_0}$ beob.	$\frac{\sigma_0}{n\mu}$ ber.	$\frac{\sigma}{n\mu}$ ber.	Beob. — Ber.
0,253	0,871[5]	0,873	—	0,001[5]
0,430	0,802[5]	0,800	+	2[5]
0,505	0,730[5]	0,733	—	2[5]
0,750	0,575[5]	0,581	—	5[5]
0,900	0,374[5]	0,377	—	2[5]

Der Anschluß bei den höheren Temperaturen hätte durch eine andere Wahl von Θ_0 noch verbessert werden können. Dieses ist nicht geschehen, weil vermutlich in der Beobachtungskurve die Korrektion wegen der Wärmeausdehnung noch nicht angebracht ist. Wenn tatsächlich diese Korrektion noch nicht angebracht wäre, so fällt die Übereinstimmung zwischen Beobachtungen und Berechnungen wohl innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Messungen.

1) Für Nickel wurde abgelesen:

$\frac{T}{T_c}$	$\frac{\sigma}{\sigma_0}$ beob.	$\frac{\sigma_0}{n\mu}$ ber.	$\frac{\sigma}{n\mu}$ ber.	Beob. — Ber.
0,381	0,332	0,341	—	0,009
0,567	0,311[5]	0,320	—	8[5]
0,748[5]	0,271[5]	0,270[5]	+	1
0,955	0,138[5]	0,127	+	11[5]

Die etwa noch einzuführende Korrektion für die Wärmeausdehnung (siehe vorige Fußnote 4) würde hier die Abweichungen noch etwas vergrößern.

2) Hier wird angenommen, daß zwischen der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs und dem absoluten Nullpunkt nicht noch etwas Besonderes in der spontanen Magnetisierung auftritt. (Vgl. Leiden Comm. Nr. 114, § 1b.)

für das magnetische Moment per Grammolekül bzw. Grammatom: für Magnetit 24402, für Nickel[1]) 9734. Keiner von beiden Werten ist ein annähernd ganzes Vielfache des von Weiss angenommenen Wertes des Magnetons 1123,5. Bevor hieraus in dieser Hinsicht einigermaßen definitive Resultate hergestellt werden können, müssen jedoch die näheren Daten bezüglich der absoluten Werte der Sättigungsmagnetisierung besonders für Magnetit abgewartet werden[2]), die Weiss angekündigt hat, und werden auch Berechnungen, wie sie in dieser Mitteilung für Magnetit und Nickel geliefert sind, für andere Stoffe (besonders für Eisen und Kobalt) ausgeführt werden müssen.

Nachtrag.

Die folgende Herleitung von Gleichung (18) dieser Mitteilung wurde mir von Prof. Lorentz gütigst mitgeteilt.

Die in diesem Nachtrag vorkommenden Verweise auf Paragraphen und Gleichungen beziehen sich auf Artikel V_{14}, „Elektronentheorie", in der Math. Enzyklopädie. Einige Bezeichnungen unterscheiden sich etwas von der in der vorstehenden Mitteilung benutzten.

Man kann sich bei der Betrachtung der Energie eines magnetisierten Körpers auf zweierlei Standpunkt stellen, und zwar annehmen:

A. Daß die Molekularmagnete tatsächlich permanente Magnete sind (daß also das magnetische Moment nicht dem Rotieren oder Zirkulieren von elektrischen Ladungen zu verdanken sein würde), oder auch

B. wie in § 48e, daß das magnetische Moment einer Rotation oder dem Zirkulieren elektrischer Ladungen um eine bestimmte Achse im Molekül zu verdanken ist.

In beiden Fällen kann man für die magnetische Energie setzen $\frac{1}{2}\int H^2\,dS$, wo das Integral über den ganzen Raum genommen ist, den Raum innerhalb des Magneten mitgerechnet. H_i ist in den beiden Auffassungen A und B nicht dasselbe. In der Auffassung A muß man sich über die Magnete „Magnetismus" verteilt denken, und die magnetische Kraft suchen, die dieser Magnetismus verursacht. Hierzu kann dann noch die magnetische Kraft hinzutreten, die durch etwaige elektrische Strömungen verursacht wird. Bei der Auffassung B hat man es mit der Kraft H zu tun, die nach den Gleichungen der Elektronentheorie von zirkulierender Elektrizität verursacht wird.

Was das Molekularfeld angeht, so werden wir uns vorstellen, daß dieses von Kräftepaaren verursacht wird, die das eine Molekül auf das andere durch Wirkungen ausübt, die nicht zu den gewöhnlichen magnetischen gehören, und daß keine Rede davon ist, daß in der Auffassung B das Molekularfeld durch eine Induktionswirkung das magnetische Moment würde ändern können. Die von dem Molekularfeld herrührende Energie pro Volumeinheit kann geschrieben werden als

$$-\frac{1}{2}kM^2,$$

wenn kM das Molekularfeld vorstellt.

Wir folgen jetzt dem Gedankengang von § 52a. Wir betrachten also eine physikalisch unendlich kleine Kugel mit dem Volumen B innerhalb des magnetisierten Körpers. Das Feld in ihr, das von dem, was draußen liegt, verursacht wird, wird durch 2 angedeutet, das Feld, das dem innerhalb der Kugel befindlichen zuzuschreiben ist, durch 1.

Die 2 zuzuschreibende Energie innerhalb der Kugel sei Ba, die der Übereinanderlagerung von 2 und 1 zuzuschreibende Energie innerhalb der Kugel sei Bb, und die von 1 verursachte Energie innerhalb der Kugel sei Bc.

Bei der Berechnung der letzteren unterscheiden wir: Die Energie (Eigenenergie) jedes in B befindlichen Elementarmagnetes für sich; deren Summe sei Bp; die durch die Superposition der Felder der verschiedenen Elementarmagnete bewirkte Energie Bq.

Wir berechnen p und q für den ganzen Raum (wobei wir außerhalb von B nur Äther voraussetzen) und müssen dann von dieser Summe das subtrahieren, was die Elementarmagnete innerhalb der Kugel im auswendigen Raum an Energie liefern. Diese sei Br.

Dann ist

$$c = p + q - r.$$

Es sei weiter BU_r die Energie der (rotierenden) Wärmebewegung, die dem Richten der Teilchen widerstrebt. (U_r ist also hier pro Volumeinheit gerechnet.)

Dann ist die Gesamtenergie pro Volumeinheit:

$$U = a + b + p + q - r - \frac{1}{2}kM^2 + U_r.$$

Zu der eigenen Energie p ist die zu rechnen, welche der Konstitution des Elementarmagnetes und seinem eigenen Feld zu verdanken ist. Da in der Auffassung A sich an einem Elementar-

1) Diese Zahl ist weniger sicher wegen der besonders an der Seite der tiefen Temperaturen weniger guten Übereinstimmung von Beobachtung und Berechnung. (Vgl. Abschn. II, im nächsten Heft, Note zu § 5.)

2) Z. B. Leiden Comm. Nr 114 (Februar 1910), 769, Fußnote 1.

magnet nie etwas ändert, ist p dann eine absolute Konstante, die man außer Betracht lassen kann.

In der Auffassung B versteht man unter p die (magnetische und eventuell gewöhnliche kinetische) Energie, die zur Rotation um die Achse a (§ 48e) gehört. Diese Energie ist nicht in U_r aufgenommen gedacht. Da die Rotationsgeschwindigkeit durch Induktion geändert wird, ist p bei dieser Auffassung keine absolute Konstante.

Nach A wie nach B ist (§ 52a)

$$a = \frac{1}{2}\left(H + \frac{1}{3}M\right)^2, \quad r = \frac{1}{9}M^2.$$

Bei der Berechnung von b und q müssen wir zwischen A und B unterscheiden:

Auffassung A. Hierbei gelten Formeln, die mit denen übereinstimmen, die man für elektrisch polarisierte Teilchen erhält, nämlich

$$b = -\frac{1}{3}M\left(H + \frac{1}{3}M\right) \text{ [Gl. (150)]},$$

während bei der Berechnung von q für jedes Teilchen

$$-\frac{1}{2}(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{h}_{i1})$$

genommen werden soll [Gl. (152)], wo $\boldsymbol{h}_{i1}$ die magnetische Kraft ist, die am Ort eines Teilchens von den anderen, innerhalb der Kugel B liegenden Teilchen verursacht wird, $\boldsymbol{m}$ das magnetische Moment dieses Teilchens, als Vektor gedacht, während $(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b})$ das Skalarprodukt zweier Vektoren $\boldsymbol{a}$ und $\boldsymbol{b}$ vorstellen wird. Über alle Teilchen innerhalb B summierend kann man setzen

$$q = -\frac{1}{2}Mh_{i1}.$$

Auffassung B. Jetzt ist [Gl. (151)]

$$b = \frac{2}{3}M\left(H + \frac{1}{3}M\right).$$

Zur Berechnung von q muß man für jedes Teilchen nehmen:

$$\frac{1}{2}(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{h}_{i1}) \text{ (vgl. § 52a, } \gamma).$$

Dies ergibt

$$q = \frac{1}{2}Mh_{i1}.$$

Weiter müssen wir bei dieser Auffassung B das Glied p noch näher betrachten. Für die Eigenenergie eines Magnets können wir schreiben (§ 48e)

$$\frac{1}{2}Qg^2,$$

aber weiter müssen wir bedenken, daß die Winkelgeschwindigkeit g nach Gleichung (140) sich von g_0 unterscheidet. Aus (140) ergibt sich

$$\frac{1}{2}Qg^2 = \frac{1}{2}Qg_0^2 - \frac{g_0\bar{k}|\boldsymbol{h}|\cos\vartheta}{c},$$

wenn wir die zweite Potenz des letzten Gliedes in (140) fortlassen (behielte man diese bei, so würde man einem Gliede Rechnung tragen, das noch kleiner ist als die Energie, die dem schwachen Diamagnetismus zuzuschreiben ist, der infolge des Feldes stets auftritt und über dem Paramagnetismus bzw. Ferromagnetismus superponiert ist). Zur Unterscheidung des Koeffizienten des Molekularfeldes ist die Größe k von (140) hier mit $\bar{k}$ bezeichnet.

Das Moment des Teilchens ist, wie man aus den Formeln von § 15 findet:

$$\frac{1}{c}g_0\bar{k},$$

so daß das letzte Glied im obigen Ausdruck

$$-(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{h})$$

wird.

Hier ist $\boldsymbol{h}$ die ganze magnetische Kraft, die auf das Teilchen wirkt, d. h. die Langevinsche Kraft H (siehe weiter unten) jedoch mit Ausnahme des molekularen Feldes kM. Läßt man das konstante Glied $\frac{1}{2}Qg_0^2$ weg, so hat man also:

$$p = -M(\mathrm{H} - kM) = -\mathrm{H}M + kM^2.$$

Zusammenfassend bekommt man nach Auffassung A:

$$U = \frac{1}{2}\left(H + \frac{1}{3}M\right)^2 - \frac{1}{3}M\left(H + \frac{1}{3}M\right) - \\ - \frac{1}{2}Mh_{i1} - \frac{1}{9}M^2 - \frac{1}{2}kM^2 + U_r = \\ = \frac{1}{2}H^2 - \frac{1}{6}M^2 - \frac{1}{2}Mh_{i1} - \frac{1}{2}kM^2 + U_r.$$

Schreibt man

$$\mathrm{H} = H + \frac{1}{3}M + h_{i1} + kM$$

für die Gesamtkraft, die man in die Langevinsche Formel substituieren muß, so kann man schreiben:

$$U = \frac{1}{2}HB - \frac{1}{2}\mathrm{H}M + U_r,$$

wo B jetzt die magnetische Induktion vorstellt. Nach Auffassung B:

$$U = \frac{1}{2}\left(H + \frac{1}{3}M\right)^2 + \frac{2}{3}M\left(H + \frac{1}{3}M\right) - \\ - \mathrm{H}M + kM^2 + \frac{1}{2}Mh_{i1} - \frac{1}{9}M^2 - \\ - \frac{1}{2}kM^2 + U_r,$$

was mit Hilfe des oben gegebenen Ausdruckes für H wieder in der Form

$$U = \frac{1}{2} HB - \frac{1}{2} HM + U_r$$

geschrieben werden kann.

Wir können die verschiedenen Glieder von $H - H$ zu einem Gliede zusammenfassen und dafür $k'M$ schreiben, was man wohl zugeben wird, wenn man bedenkt, daß das Glied kM stark überwiegt. Dann ist also

$$H = H + k'M.$$

Hiermit finden wir:

$$U = \frac{1}{2} H^2 - \frac{1}{2} k'M^2 + U_r.$$

Die bei einer unendlich kleinen Änderung auf den Körper ausgeübte Arbeit ist

$$H\,dB.$$

Die zuzuführende Wärme ist

$$dQ = dU - H\,dB.$$

Dieses gibt

$$\begin{aligned} dQ &= H\,dH - k'M\,dM + dU_r - H\,dB, \\ &= -H\,dM - k'M\,dM + dU_r, \\ &= dU_r - H\,dM, \end{aligned}$$

einen Ausdruck, der mit Gleichung (18) der vorstehenden Mitteilung I übereinstimmt.

(Eingegangen 13. November 1913.)

Über eine bei konstanter Temperatur verlaufende, mit starker Wärmetönung und starker Änderung der Magnetisierbarkeit verknüpfte polymorphe Umwandlung.

Von Rudolf Ruer und Kiosuke Kaneko.

Die sogenannten ferromagnetischen Metalle — Eisen, Nickel und Kobalt — verlieren beim Erhitzen ihre Magnetisierbarkeit fast vollständig und nehmen sie beim Erkalten wieder an. Die Änderung der magnetischen Permeabilität findet selbst in schwachen Magnetfeldern nicht diskontinuierlich, sondern innerhalb eines Temperaturintervalls von einigen Graden statt. Da sie weiterhin mit einer sehr geringen Wärmetönung verknüpft ist, so hat man vielfach bezweifelt, daß es sich in diesen Fällen um eine (mit starker Änderung der magnetischen Permeabilität verknüpfte) polymorphe Umwandlung zweier Kristallarten ineinander handelt, und insbesondere soll nach der Auffassung von Pierre Weiss[1]) die mit der magnetischen Umwandlung verknüpfte Wärmetönung keine latente Wärme sein, sondern einer diskontinuierlichen Änderung der spezifischen Wärme ihren Ursprung verdanken.

Bei der Untersuchung der Eisen-Kobalt-Legierungen ergab sich, daß diese innerhalb eines bestimmten Konzentrationsbereichs eine polymorphe Umwandlung der γ- in die α-Form erleiden, welche mit einer starken Wärmetönung und starker Änderung der magnetischen Permeabilität verknüpft ist.

Zur Bestimmung der Umwandlungstemperatur benutzten wir zwei Drahtspulen von 10 cm Höhe, 9 cm innerem und 11 cm äußerem Durchmesser mit je etwa 900 Windungen in 10 Lagen[1]). Die Spulen waren so aufgestellt, daß ihr axialer Abstand etwa 35 cm betrug. Der zu untersuchende Regulus befand sich innerhalb der einen Spule in einem bifilar gewickelten elektrischen Ofen[2]). Um eine Erwärmung dieser Spule zu verhindern, war innerhalb derselben ein von kaltem Wasser durchflossener Hohlzylinder angebracht.

Ein Magnetometer mit Spiegelablesung war so zwischen den beiden Spulen aufgestellt, daß vor Einbringen des Regulus seine Nullage unverändert blieb, wenn durch die Spulen ein Strom geschickt wurde. Die zu den Versuchen gewählte Stromstärke betrug 0,2 Amp.

Der zu untersuchende zylindrische Regulus von ca. 20 mm Länge und 15 mm Durchmesser wurde in den mit Kieselgur gefüllten elektrischen Ofen gesetzt, seine Temperatur mit Hilfe eines Thermoelements und seine durch den Strom hervorgebrachte Magnetisierung durch den Ausschlag des Magnetometers gemessen. Temperatur und Magnetometerausschlag wurden in regelmäßigen Zeitintervallen (alle 15 Sekunden) gleichzeitig abgelesen.

Fig. 1 stellt den mit einer aus 55 Proz. *Fe*

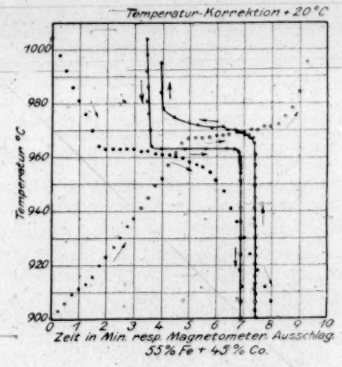


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. **9**, 358, 1908.

1) K. Lewkonja, Z. f. anorg. Chemie **59**, 293, 1908.
2) Honda u. Takagi, Science Reports of the Tôhoku Imperial University. Vol. I. Nr. 4, 1912.

und 45 Proz. *Co* bestehenden Legierung ausgeführten Abkühlungs- und Erhitzungsversuch graphisch dar. Die nicht ausgezogenen Kurven sind die Temperatur-Zeitkurven; die nach unten zeigenden Pfeile unterscheiden die Abkühlungskurve von der mit nach oben zeigenden Pfeilen versehenen Erhitzungskurve. Die ausgezogenen Kurven sind die Temperatur-Magnetisierungskurven. Auch hier gibt die Richtung der Pfeile an, ob eine Abkühlungs- oder eine Erhitzungskurve vorliegt. Für beide Arten von Kurven dient die Ordinatenachse als Temperaturachse; für die Temperatur-Zeitkurven ist auf der Abszissenachse die Zeit in Minuten, für die Temperatur-Magnetisierungskurven der Magnetometerausschlag in willkürlichen Skalenteilen aufgetragen.

Man erkennt, daß die erkaltende Legierung bei konstanter Temperatur (korrigiert 983° C) ihre Magnetisierbarkeit wieder annimmt. Es ist dies die gleiche Temperatur, bei der auf der Temperatur-Zeitkurve infolge der frei werdenden Umwandlungswärme ein Haltepunkt auftritt. Bei der Erhitzung tritt die Änderung der Magnetisierbarkeit bei etwas höherer Temperatur und nicht so diskontinuierlich auf wie bei der Abkühlung; doch findet sie innerhalb des gleichen Temperaturintervalls statt, in dem durch die Bindung der Umwandlungswärme ein verlangsamter Temperaturanstieg auf der Temperatur-Zeitkurve beobachtet wird.

Die Verhältnisse werden vielleicht noch deutlicher durch Fig. 2 veranschaulicht, in welcher die durch Fig. 1 wiedergegebenen Versuche nochmals dargestellt sind, mit dem Unterschiede jedoch, daß die Abszissenachse als Zeitachse dient, und daß auf der Ordinatenachse für die nicht ausgezogenen Temperatur-Zeitkurven die Temperatur in Celsiusgraden, für die ausgezogenen Magnetisierungs-Zeitkurven der Magnetometerausschlag in willkürlichen Skalenteilen aufgetragen ist. Sowohl bei der Abkühlung, wie bei der Erhitzung findet die starke Veränderung der magnetischen

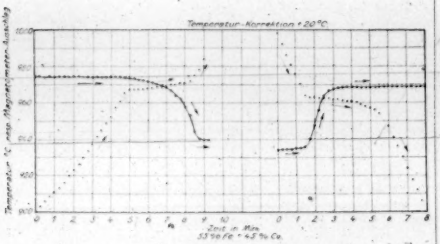
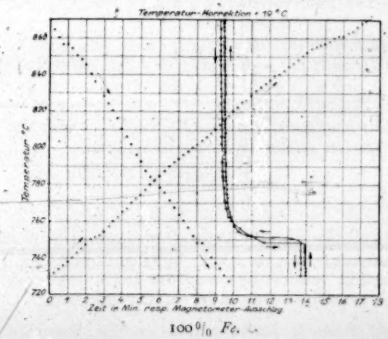


Fig. 2.

Permeabilität innerhalb der gleichen Zeit statt, während der sich auf den entsprechenden Temperatur-Zeitkurven ein Haltepunkt bzw. eine Periode verlangsamten Temperaturanstiegs zu erkennen gibt.

Das gleiche Verhalten zeigten Legierungen mit 60—40 Proz. *Fe* und 40—60 Proz. *Co*. Bei denjenigen Legierungen, welche ein abweichendes Verhalten zeigten, konnten diese Abweichungen ungezwungen auf durch die Umwandlung bewirkte Konzentrationsunterschiede innerhalb der einzelnen Teile der Reguli zurückgeführt werden.

Die bei der vorstehend beschriebenen Umwandlung auftretenden Wärmetönungen sind von einer ganz anderen Größenordnung als bei der $\beta\alpha$-Umwandlung des Eisens, wie ein Vergleich von Fig. 1 mit Fig. 3, welche das



100% *Fe*.

Fig. 3.

Verhalten eines Regulus von reinem Eisen unter analogen Bedingungen darstellt, erkennen läßt. Sie bewirken, besonders bei den Abkühlungsversuchen, eine Periode konstanter Temperatur, während der die Änderung der magnetischen Permeabilität vollständig vor sich geht. Auf diese Vorgänge ist die Theorie von Pierre Weiss nicht anwendbar. Wir haben es hier keineswegs mit einer bloßen Änderung der spezifischen Wärme zu tun, vielmehr mit einer bei konstanter Temperatur verlaufenden, mit starker Wärmetönung verknüpften polymorphen Umwandlung einer unmagnetischen Kristallart in eine ferromagnetische. Bezüglich näherer Einzelheiten sei auf die in „Ferrum" Bd. 11 S. 33 erschienene Abhandlung „Das System Eisen-Kobalt" verwiesen.

Aachen, Institut für theoretische Hüttenkunde und physikalische Chemie der Kgl. Technischen Hochschule.

(Eingegangen 23. November 1913.)

Das Verhalten der Wehneltelektrode in verschiedenen Gasen.

Von Karl Fredenhagen.

Nach der Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit muß man erwarten, daß die Metalle bei hinreichend hohen Temperaturen Elektronen emittieren. Richardson[1]) hat eine Theorie des hiernach zu erwartenden Effekts gegeben und für ihn eine Formel entwickelt, welche zwei Konstante, die Elektronenzahl im Metall und den Potentialsprung an der Grenzfläche des Metalls enthält. Es ist nun bekannt, daß die Metalle in der Tat bei höheren Temperaturen Elektronen in merklicher Menge emittieren. Richardson, der sich um die Erforschung dieses Gebiets sehr verdient gemacht hat, sah in diesen zum Teil von ihm selbst herrührenden Messungen eine Bestätigung seiner Theorie und zeigte auch, daß sie der von ihm aufgestellten Formel gehorchten[2]). Bei Nachprüfung der Versuche von Richardson über die Elektronenemission der Alkalimetalle[3]) erhielt ich viel geringere Werte für ihre thermische Elektronenemission als sie von Richardson gefunden waren. Hieraus folgte, daß die von Richardson gemessenen Werte nicht dem von ihm gesuchten Effekt entsprechen konnten, sondern daß sie durch andere Ursachen bedingt oder zum mindesten beeinflußt sein mußten. Ich fand nun weiter, daß auch die von mir anfänglich gefundenen geringen Werte, obwohl sie schon um das mehr als 1 000 000fache kleiner als die ursprünglichen Richardsonschen Zahlen waren, nicht konstant sind, sondern daß unter geeigneten Versuchsbedingungen die von einer gleich großen Oberfläche des Alkalimetalls abgegebene Elektronenmenge immer weiter und weiter abnimmt, und zwar ohne daß das Herannahen eines Grenzwertes bemerkbar wird. Versuche ähnlicher Art habe ich auch mit Zink, Wismut, Antimon und auch mit Kalzium in Hartglasröhren ausgeführt, und zwar mit dem Resultat, daß die auftretenden Ströme bei sorgfältiger sauberer Arbeitsweise und einem Vakuum von $< 1 \cdot 10^{-5}$ mm im Laufe von etwa 10—300 Minuten kleiner und kleiner wurden, bis schließlich bei der in Hartglasröhren erreichbaren Temperatur von 700° alle diese Metalle keine größeren Ströme gaben, als sie bei der gewählten Anordnung von dem Hartglas selbst abgegeben wurden. Mit dem Kohlenstoff haben Pring und Parker[4]) Versuche mit demselben Resultat ausgeführt. Das einzige Metall, dessen Verhalten als Stütze der Richardsonschen Theorie übrig blieb, war das Platin. Mit diesem Metall habe ich nur wenige eigene Versuche ausgeführt, aber ich habe an anderer Stelle dargelegt, daß das Platin für derartige Versuche außerordentlich ungeeignet ist und daß die über das Platin vorliegenden Messungen nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit als eine Bestätigung der Richardsonschen Theorie gedeutet werden können[1]).

Mit diesen Ausführungen will ich nun keineswegs sagen, daß der von Richardson gesuchte Effekt überhaupt nicht existiert, sondern nur darauf hinweisen, daß die Auffindung und Bestimmung dieses Effekts außerordentlich durch den Umstand erschwert wird, daß bei höheren Temperaturen Elektronenemissionen sehr leicht auch durch andere Bedingungen verursacht werden. Es kommt noch hinzu, daß die Theorie über die Größe des zu erwartenden Effekts gar keine Anhaltspunkte gibt, so daß man, auch wenn man, wie es mir bei den Alkalimetallen gelungen ist, den Effekt auf das mehr als Hundertmillionenfache reduziert hat, nicht weiß, ob man wenigstens der Größenordnung nach in die Nähe des gesuchten Effekts gekommen ist. Das einzige Mittel, das es rechtfertigt, gemessene thermische Elektronenemissionen als Richardson-Effekte anzusprechen, besteht, wie mir scheint, darin, daß man zeigt, daß gleiche Oberflächen des betreffenden Metalls unter allen nur möglichen Versuchsbedingungen, vorausgesetzt natürlich, daß die Oberflächen rein bleiben, niemals geringere Ströme liefern, daß die Ströme von der Zeitdauer der Versuche unabhängig und daß sie eine eindeutige Funktion der Temperatur sind.

In letzter Zeit hat nun Richardson eine neue Arbeit über die Elektronenemission des Wolframs veröffentlicht[2]), in der er nach seiner Ansicht eine unwiderlegliche Bestätigung seiner Theorie gegeben hat. Richardson hat in dieser Arbeit den Nachweis geliefert, 1. daß die Elektronenemission nicht von einer Gasentbindung von seiten des Wolframs herrührt, 2. daß die Emission nicht durch eine chemische oder physikalische Wirkung zwischen den Gasmolekülen und dem Faden herrührt, 3. daß die Emission nicht durch einen Vorgang verursacht ist, der einen Verbrauch des Wolframs in sich schließt und 4. daß die Emission nicht auf der Wechselwirkung zwischen dem Wolfram und einem kondensierbaren Dampf beruht, der das Mac Leod-Manometer nicht beeinflußt und der

1) Phil. Trans. **201**, 497, 1903.
2) l. c.
3) Diese Zeitschr. **12**, 398, 1911 und Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **14**, 84, 1912.
4) Phil. Mag. (6) **23**, 192, 1912.

1) Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. **65**, 42, 1913.
2) Diese Zeitschr. **14**, 793, 1913.

bei der eingeschlagenen Versuchsanordnung nicht mit gemessen werden konnte.

Außer diesen von Richardson in Betracht gezogenen Elektronenemissionsursachen könnte noch, in der Art, wie ich es für die Wehneltelektrode gezeigt habe, eine sich selbst regenerierende Ursache in Frage kommen. Ob für das Vorhandensein einer solchen Ursache bei den untersuchten Wolframdrähten eine Wahrscheinlichkeit vorliegt, vermag ich ohne eigene Versuche nicht zu entscheiden. Es ist aber klar, daß die von Richardson angestellten Messungen eine solche Ursache nicht ausschließen, denn auch eine Wehneltelektrode würde in den vier von Richardson untersuchten Punkten das gleiche Resultat liefern, obwohl ihre Wirkungsweise nicht durch den Richardson-Effekt erklärt werden kann.

Es wäre zu begrüßen, wenn die Richardsonschen Folgerungen sich bestätigen würden und er wirklich den von ihm gesuchten Effekt einwandfrei gefunden hätte. Vorläufig aber wird man, zumal auch alle früher gemessenen Werte als Bestätigung der Theorie angesehen wurden, einige Skepsis haben müssen, und es scheint mir notwendig, daß Versuche abgewartet werden, ob Wolframdrähte verschiedener Herstellung und verschiedener Reinheit besonders bezüglich des bei ihrer Herstellung schwer zu vermeidenden Kohlenstoffgehalts den gleichen Effekt geben, ob der Effekt auch bei sehr langen Versuchsdauern konstant bleibt und ob die Temperaturabhängigkeit des Effekts eine der Theorie entsprechende ist.

Wenn wir nach den Ursachen fragen, durch welche bei erhitzten Stoffen außer durch den Richardson-Effekt Elektronenemissionen hervorgerufen werden, so wird man hierbei in erster Linie an Reaktionsphänomena denken, von denen ja die Versuche von Haber und Just[1]) gezeigt haben, daß sie sehr wohl befähigt sind, Elektronen zu emittieren. Ich möchte hierzu bemerken, daß es mir niemals gelungen ist, eine glühende Elektrode von hinreichend hoher Temperatur herzustellen, welche nicht gegenüber einer kalten Elektrode ein negatives Potential in der Größenordnung von 1—2 Volt besaß, und daß dieses wohl darauf zurückzuführen ist, daß bei hohen Temperaturen infolge der großen Reaktionsgeschwindigkeiten geringe chemische Umsetzungen kaum zu vermeiden sind.

Neben den Reaktionsvorgängen spielt die Gegenwart gelöster Gase eine große Rolle. Wilson[2]) hat schon nachgewiesen, daß die Elektronenemission des Platins durch Wasserstoff sehr vergrößert wird, und noch nicht veröffentlichte Versuche haben ergeben, daß die Elektronenemission der Alkalimetalle auch durch völlig neutrale Gase, wie z. B. Helium sehr stark vergrößert wird.

Außer den Metallen zeichnen sich nun bekanntlich die Oxyde der Erdalkalimetalle durch ein außerordentlich großes Elektronenemissionsvermögen aus, das von Wehnelt[1]) entdeckt und näher untersucht worden ist. Nach den Resultaten meiner Untersuchungen über die Elektronenemission der Alkalimetalle lag für mich die Frage nahe, ob sich nicht auch bei der Wirksamkeit der Erdalkalioxyde das Vorhandensein von Reaktionseffekten konstatieren ließe. Das Kalziumoxyd und die andern Oxyde, welche den Wehnelt-Effekt geben, sind an sich sehr wenig, die in den Oxyden vorhandenen Metalle dagegen außerordentlich reaktionsfähig. Besonders zu Sauerstoff besitzen die Erdalkalimetalle eine große Verwandtschaft. Wenn bei der Wirksamkeit der Wehneltelektrode die Oxyde, wie man es bisher annahm, unverändert bleiben, so scheint bei der geringen Reaktionsfähigkeit dieser Oxyde das Vorhandensein von Reaktionseffekten ausgeschlossen. Anders aber, wenn die Erdalkalimetalloxyde bei der Wirksamkeit der Oxydelektroden einer Zersetzung unterliegen. Es war also zu prüfen:

1. Ob bei den Bedingungen, unter denen die Erdalkalimetalloxyde wirksam werden, eine Zersetzung derselben eintritt.

2. Ob die in Freiheit gesetzten Erdalkalimetalle unter den vorhandenen Bedingungen Effekte der bei den Wehneltelektroden vorhandenen Größenordnungen geben.

Natürlich ist hierbei nicht an eine Zersetzung mit dauernder Trennung der Komponenten, sondern an eine vorübergehende Zersetzung zu denken, bei der sich die Komponenten sofort wieder vereinigen, wie es z. B. bei der Elektrolyse an einer unpolarisierbaren Elektrode geschieht. Nehmen wir an, daß wir eine unangreifbare Elektrode in einem elektrolytisch leitenden Oxyd, dessen metallischer Bestandteil eine sehr große Verwandtschaft zum Sauerstoff besitzt, in einer Sauerstoffatmosphäre kathodisch polarisieren, so wird das durch den Strom abgeschiedene Metall dauernd vom Sauerstoff wieder oxydiert werden, so daß es sich nur vorübergehend in Freiheit befindet. Es fragt sich nun, ob derartige Vorgänge an den Glühelektroden eintreten können. Ich hatte zunächst daran gedacht, daß eine solche Zersetzung der Oxyde durch den Spannungsabfall verursacht sein könnte, der bei elektrisch geheizten

1) Ann. d. Phys. (4) **38**, 308, 1911.
2) Proc. Roy. Soc. **72**, 272, 1908.

1) Ann. d. Phys. **14**, 433, 1904.

Oxydelektroden in dem Oxydfleck vorhanden ist, der ja sozusagen parallel zu seiner metallischen Unterlage geschaltet ist. Diese Ansicht schien mir anfangs durch Versuche gestützt zu sein[1]), doch habe ich durch andere Versuche gezeigt, daß die Erdalkalioxyde auch wirksam bleiben, wenn ein solcher Spannungsabfall nicht vorhanden ist[2]).

Eine Zersetzung der Erdalkalimetalloxyde ist aber auch noch dadurch möglich, daß die Oxyde durch den durch das Vakuum von der Anode zur Kathode fließenden Strom eine Zersetzung erfahren, und zwar in der Art, daß auf der metallischen Unterlage die Erdalkalimetalle und an der Grenzfläche zum Vakuum Sauerstoff zur Abscheidung gelangt. Die abgeschiedenen elektrisch neutralen Metall- und Sauerstoffatome werden sich vermöge ihrer außerordentlich großen Affinität sofort wieder zu den Oxyden vereinen und hierbei nach Haber und Just die Emission von Elektronen veranlassen.

Diese Auffassung der Wirksamkeit der Wehneltelektrode führt zu einer Reihe von experimentell prüfbaren Folgerungen, die nicht zuzutreffen brauchten oder dürften, wenn ihre Elektronenemission ein rein thermischer Effekt des unverändert bleibenden Kalziumoxyds wäre.

1. Da die Elektronenemission durch die Wiedervereinigung des Kalziums mit dem Sauerstoff verursacht sein soll, wird man fordern müssen, daß auch dann Elektronen in großem Betrage in Freiheit gesetzt werden, wenn Kalzium und Sauerstoff unter irgend welchen anderen Bedingungen miteinander reagieren.

2. Da man nicht annehmen kann, daß die Wiedervereinigung der abgeschiedenen Metall- und Sauerstoffatome quantitativ erfolgt, sondern im Gegenteil zu berücksichtigen hat, daß von den in Freiheit gesetzten neutralen Stoffen ein Teil von der Elektrode fortdiffundiert, wobei die Fortdiffusion durch die angelegte Spannung noch beschleunigt werden kann, so wird man erwarten müssen, daß die Oxyde im Laufe der Zeit aufgebraucht werden. Ihre Lebensdauer wird dabei von der Gebrauchstemperatur, der Strombelastung sowie auch dem Vakuum abhängen.

3. Die Wirksamkeit einer Wehneltelektrode muß durch Gase und besonders durch solche, welche mit Kalzium oder Sauerstoff reagieren, stark beeinflußt werden.

Für die ersten beiden Punkte habe ich schon an anderer Stelle eine Reihe von experimentellen Bestätigungen erbracht[3]). Ich habe zeigen können, daß die Elektronenemission des metallischen Kalziums nur eine geringe ist, daß sie aber sofort sehr wesentlich zunimmt, wenn man dem Kalzium Gelegenheit gibt, mit Sauerstoff oder Wasserdampf zu reagieren. Ferner konnte ich zeigen, daß die Wirksamkeit einer Wehneltelektrode in einem Vakuum von weniger als $1 \cdot 10^{-5}$ mm ziemlich schnell abnimmt, daß diese Abnahme allein eine Folge der Strombelastung ist, und daß sie mit steigender Strombelastung zunimmt. Hält man eine Oxydelektrode längere Zeit auf höherer Temperatur, ohne sie mit Strom zu belasten, so nimmt ihre Wirksamkeit nach meinen Versuchen niemals ab, sondern steigert sich in der Regel. Wird sie dagegen belastet, so tritt, unter den von mir eingehaltenen Bedingungen ziemlich schnell, eine Abnahme ihrer Wirksamkeit ein. Ich möchte noch hinzufügen, daß bei einer frischen Oxydelektrode anfangs auch bei Strombelastung eine Steigerung ihrer Wirksamkeit eintreten kann, nämlich dann, wenn die aufgetragenen Oxydschichten dick sind und zu Beginn des Versuchs nicht in hinreichend inniger und gleichmäßiger Berührung mit der metallischen Unterlage stehen. Alsdann wird durch die mit dem Stromdurchgang verbundenen dauernden Umsetzungen ein besserer Kontakt mit der Unterlage und auch eine gleichmäßigere Verteilung des Oxyds herbeigeführt, so daß hierdurch größere Mengen des Kalziumoxyds an der Stromlieferung beteiligt werden. Mit weiter zunehmender Zeit muß jedoch auch in diesen Fällen eine Abnahme der Wirksamkeit eintreten.

Einen weiteren Beweis für das Stattfinden von chemischen Umsetzungen an einer belasteten Oxydelektrode fand ich darin, daß die als Unterlage für das Kalziumoxyd benutzten Metalle nach dem Verschwinden des Überzugs deutliche Veränderungen zeigten. Beim Platin waren Andeutungen der Bildung einer Kalziumlegierung bemerkbar, während bei Verwendung von Tantal Tantaloxyd entstand.

Diese letzten Punkte meiner damaligen Arbeit, der Aufbrauch der Oxydelektroden bei Belastung und die Veränderungen der metallischen Unterlagen haben inzwischen eine Bestätigung und einen beträchtlichen weiteren Ausbau durch Herrn A. Gehrts[1]) gefunden. Herr Gehrts schließt sich auch der von mir gegebenen Erklärung der Wirksamkeit der Oxydelektroden im wesentlichen an. Nur in einem, für das Resultat jedoch nicht sehr wesentlichen Punkte weicht er von der von mir gegebenen Erklärung ab. Während ich die Ansicht vertreten habe, daß in dem bei hohen Temperaturen elektrolytisch dissoziierten Kalziumoxyd durch den

1) Diese Zeitschr. **13**, 539, 1912.
2) Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. **65**, 42, 1913.
3) Ber. d. Kgl. Sächs. Ges. d. Wiss. **65**, 42, 1913.

1) Ber. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 1046, 1913.

Stromdurchgang eine regelrechte Elektrolyse stattfindet, die zur Abscheidung von Kalzium- und Sauerstoffatomen führt, ist Gehrts der Ansicht, daß die Zersetzung des Oxyds nicht durch den von der Anode zur Kathode fließenden Strom bewirkt wird, sondern im wesentlichen „durch thermische Dissoziation zustande kommt", und zwar in folgender Weise: „Infolge der thermischen Dissoziation befindet sich das Kalziumoxyd, solange sich der Fleck in keinem elektrischen Felde befindet, in einem stationären Gleichgewichtszustand, bei dem ebensoviele Moleküle in ihre neutralen Komponenten zerfallen, wie sich wieder vereinigen. Bringt man den Fleck jedoch in ein elektrisches Feld, so wird ein Teil der Sauerstoffatome — infolge Anlagerung von Elektronen vermutlich als Ionen — durch den Strom mit zur Anode transportiert und es wird so die Oxydschicht im Laufe eines gewissen Zeitraumes aufgebraucht."

Herr Gehrts kommt also ebenso wie ich zu dem Schlusse, daß infolge der Strombelastung ein Aufbrauch der Oxydschichten stattfindet. Während jedoch von mir angenommen wird, daß das elektrische Feld auf die doch sicher vorhandenen elektrolytischen Ionen des Oxyds Kräfte ausübt, die zunächst eine Anhäufung derselben an den beiden Grenzschichten und bei Stromdurchgang — die Abgabe eines Elektrons ist einem Stromdurchgang äquivalent — eine Abscheidung in neutrale Atome bewirkt, nimmt Herr Gehrts an, daß das elektrische Feld auf die neutralen Atome der rein thermischen Dissoziation wirkt, wobei er die Annahme zu Hilfe nimmt, daß sich an die Sauerstoffatome Elektronen anlagern, so daß diese als Ionen durch den Strom zur Anode transportiert werden können. In ihren Konsequenzen besteht zwischen beiden Auffassungen kein wesentlicher Unterschied, doch glaube ich, daß die von mir gegebene die plausiblere sein dürfte. Darin, daß die angelegte Spannung die Fortdiffusion vorhandener Sauerstoffatome oder-moleküle begünstigt, stimme ich Herrn Gehrts ohne weiteres bei; es ist ja bekannt, daß angelegte negative Spannung die Entgasung eines Metalls begünstigt.

Ich habe auch darauf hingewiesen, daß das Fehlen einer Sättigung an einer Oxydelektrode im extremen Vakuum zum Teil durch diese Gasabgabe zu erklären ist, wobei freilich außerdem noch zu berücksichtigen ist, daß ein Sättigungsstrom an einer Oxydelektrode nach meiner Auffassung nur dann eintreten kann, wenn die Oxydschicht selbst völlig gesättigt ist, was um so größere Stromstärken und Spannungen erfordern wird, je dicker die Oxydschichten sind. Im Einklang hiermit fand ich bei meinen Messungen — siehe auch die weiter unten gegebenen Daten —, daß die von einer Oxydelektrode abgegebenen Ströme um so mehr zu einer Sättigung genügen, je dünner und gleichförmiger die Oxydschicht ist.

3. Die Beeinflussung der Wirksamkeit der Oxydelektrode durch Gase. Da ich über diesen Punkt bisher noch keine Versuche veröffentlicht habe, seien diese hier ausführlich wiedergegeben. Ein 0,1 mm starker Platindraht wurde mit einer Kalziumnitratlösung bestrichen, in der Flamme ausgeglüht und in dem an eine Molekularluftpumpe angeschlossenen Versuchsrohr von einem zylindrischen Drahtnetz umhüllt, das die Anode bildete. Bevor die Versuche begonnen wurden, wurde jeder Draht, um Unregelmäßigkeiten zu vermeiden, längere Zeit unter gleichzeitiger Strombelastung im Vakuum geglüht. Die Versuchsergebnisse sind in den nachfolgenden Kurven graphisch wiedergegeben. In den Kurven stellen die Ordinaten die Logarithmen der Ströme dar, während die Abszissen den Spannungen entsprechen. Die Versuche wurden stets bei drei, in einigen Fällen auch bei vier Temperaturen, nämlich bei 945, 1085, 1235 und eventuell bei 1340° aufgenommen[1]).

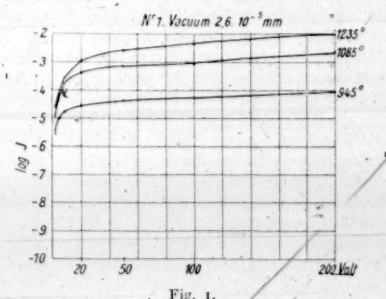


Fig. 1.

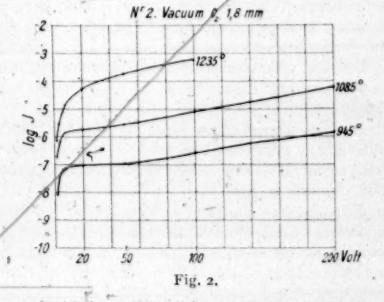


Fig. 2.

1) Bei höheren Stromdichten treten bei Gegenwart von Gasen leuchtende Entladungen auf, was in dieser Arbeit jedoch nicht besonders bemerkt ist.

Versuch 1 betrifft das Verhalten eines oxydbedeckten Platindrahtes in einem Vakuum von $2{,}6 \cdot 10^{-5}$ mm, Nr. 2, 3 und 4 das Verhalten desselben Drahtes in Sauerstoff von verschiedenem Druck, während Nr. 5 wieder im Vakuum, und zwar bei einem Druck von $9 \cdot 10^{-6}$ mm aufgenommen wurde. Der Vergleich der beiden im Vakuum aufgenommenen Versuche 1 und 5 ergibt weitgehende Ähnlichkeit, nur daß die Stromwerte des späteren Versuchs etwas geringer sind und mehr zur Sättigung neigen. Dies ist aber eine allgemeine Erscheinung, welche bei länger gebrauchten Oxydelektroden immer eintritt. Der Einfluß des Sauerstoffs geht aus den Kurven 2, 3 und 4 hervor. Wir sehen, daß Sauerstoff eine ganz wesentliche Herabsetzung der Ströme verursacht. Bei einem Sauerstoffdruck von 1,8 mm sind die Ströme bei einer Spannung von 20 Volt um mehr als das 100-fache kleiner als im Vakuum. Bei höheren Spannungen und gleichzeitig bei höheren Temperaturen wird dieser Unterschied wegen des sich überlagernden Einflusses der Stoßionisation geringer. Eine Vergrößerung des Sauerstoffdruckes bewirkt, wie die Kurven 3 und 4 zeigen, eine weitere außerordentlich große Verkleinerung des Effekts und gleichzeitig entsprechen die gefundenen Werte immer weniger dem Sättigungscharakter. Bei 83 mm Sauerstoffdruck, dem höchsten Druck, bei dem ich bisher Messungen ausgeführt habe, zeigt sich außerdem ein außerordentlich geringer Einfluß der Temperatur. Zwischen den drei höchsten der gemessenen Temperaturen ergibt sich bei geringen Spannungen kaum ein merklicher Unterschied.

Nach den Versuchen in Sauerstoff wurden solche in reinem Stickstoff ausgeführt, der sich gegen beide Komponenten des Kalziumoxyds im Vergleich zu Sauerstoff als relativ neutrales Gas verhält. Nr. 6 und 10 stellen zunächst wieder die Versuche im Vakuum dar. Der Vergleich beider Versuchsergebnisse zeigt, daß die Werte durch den Gebrauch geringer geworden sind, und daß die Sättigung eine etwas bessere ist.

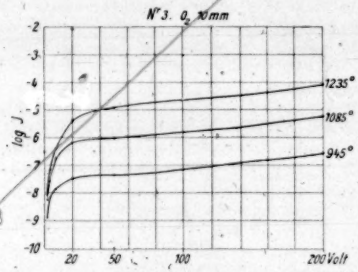


Fig. 3.

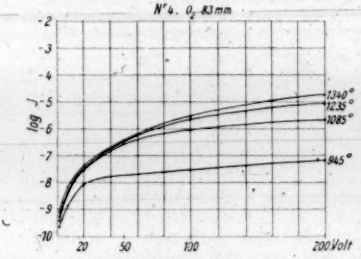


Fig. 4.

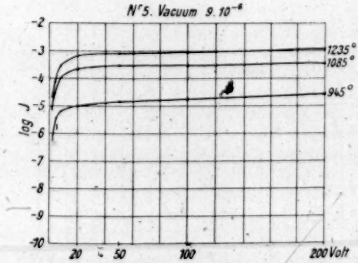


Fig. 5.

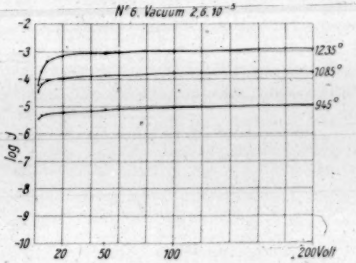


Fig. 6.

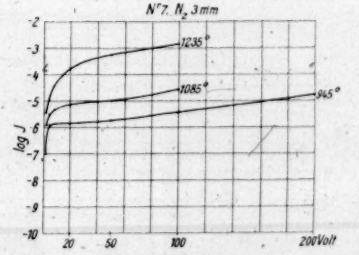


Fig. 7.

Nach meinen Erfahrungen würde dasselbe bei längerem Gebrauch der Elektrode im Vakuum eingetreten sein. Die Kurven 7, 8 und 9 zeigen, daß durch Stickstoff die Wirksamkeit der Oxydelektrode herabgesetzt wird, daß aber eine starke Temperaturabhängigkeit bestehen bleibt.

In direktem Anschluß an den Versuch 10 wurden mit der gleichen Elektrode Versuche in Wasserstoff ausgeführt. Nr. 10 gibt also das Verhalten der Oxydelektrode im Vakuum, die in den Versuchsreihen 11, 12 und 13 in Wasserstoff von verschiedenem Druck und in Versuchsreihe 14 wiederum im Vakuum untersucht wurde. Wir vergleichen wieder die zu Anfang und zum Schluß des Versuchs im Vakuum aufgenommenen Kurven. Hier fällt zunächst auf, daß die zum Schluß des Versuchs aufgenommene Kurve nicht nur eine erheblich bessere Sättigung zeigt, als die zu Beginn aufgenommene, sondern auch, daß die Ströme ganz erheblich größer geworden sind. Mir scheint dies darauf zurückzuführen zu sein, daß der Wasserstoff unter dem Einfluß

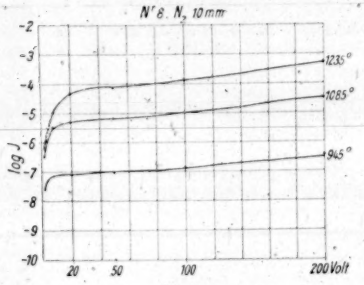


Fig. 8.

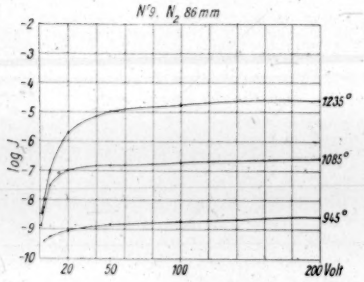


Fig. 9.

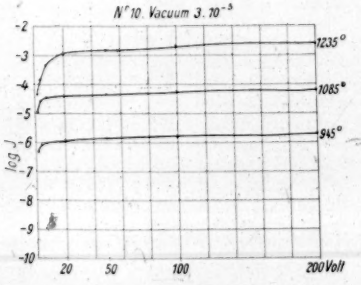


Fig. 10.

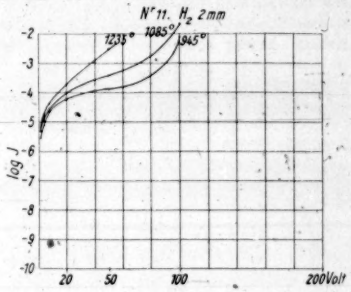


Fig. 11.

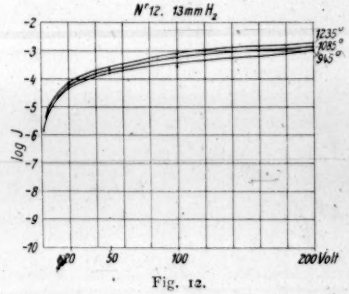


Fig. 12.

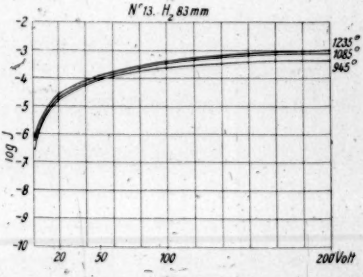


Fig. 13.

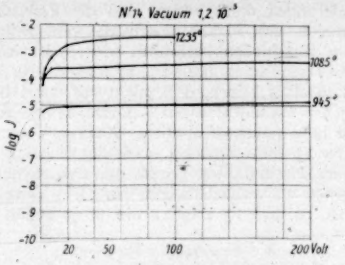


Fig. 14.

des Stromdurchganges mit dem Kalziumoxyd reagiert und daß hierdurch eine gleichförmigere Verteilung des Kalziumoxyds auf der Metalloberfläche herbeigeführt wird. Wie ich schon vorher darlegte, kann auf diese Weise einerseits mehr Oxyd zur Wirksamkeit gelangen, und andererseits wegen der gleichmäßigeren Verteilung auch eine bessere Sättigung eintreten. Der Einfluß des Wasserstoffes zeigt sich im Gegensatz zu dem des Sauerstoffes in einer Vergrößerung der Ausschläge. Bei geringem Druck macht sich der Einfluß der eintretenden Stoßionisation stark bemerkbar, bei höheren Wasserstoffdrucken wird dieser Einfluß geringer. Abgesehen hiervon erkennt man, daß durch den Einfluß des Wasserstoffes die Temperaturabhängigkeit der Elektrode wesentlich herabgesetzt und daß die Stromwerte für niedere Temperaturen durch den Wasserstoff erhöht, die bei höheren Temperaturen etwas erniedrigt werden im Vergleich zu den im Vakuum erhaltenen Werten.

Versuche über das Verhalten der Oxydelektrode in Wasserstoff wurden schon von Frank Horton[1]) angestellt. Er hat ebenfalls gefunden, daß ihre Wirksamkeit durch Wasserstoff gesteigert wird, fand aber, daß zugleich auch ihre Erschöpfung sehr viel schneller erfolgt. Dies letztere kann ich nach den bisher ausgeführten Versuchen nicht bestätigen. Daß die Oxydelektrode durch Wasserstoff beeinflußt und schnell reduziert wird, hat auch Herr Neubert[2]) gefunden. Nach seinen Angaben wird hierdurch aber die Wirksamkeit der Elektrode nicht erschöpft, trotzdem dem Aussehen nach alles Oxyd reduziert schien. Bei meinen Versuchen in Wasserstoff fand ich nach einer Belastung von einer Stunde trotz großer Stromentnahme in der Regel keine erhebliche Abnahme. Dies mag zum Teil durch die Bildung von Kalziumhydrür und durch die Löslichkeit des Wasserstoffs in dem Kalzium zu erklären sein, zum Teil aber wird man vorläufig auch das Ergebnis der folgenden Versuche zu berücksichtigen haben. Die Versuchsreihe 14 wurde sofort nach dem Abpumpen des Wasserstoffes aufgenommen, so daß die Elektrode in dem Zustand blieb, den sie in dem Wasserstoff angenommen hatte. Wurde die Elektrode hierauf in Luft oder Sauerstoff geglüht, so ergaben sich nach dem Abpumpen Werte, die von denen der Versuchsnummer 14 nicht sehr verschieden waren. Genauere Daten über einen derartigen Versuch sind in den Tabellen 1—5 gegeben. Ein mit Kalziumoxyd bedeckter Platindraht wurde zunächst längere Zeit im Vakuum geglüht, und gab nach etwa einer Stunde die Daten der Tabelle 1. Dann

Tabelle 1.
Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ mm.

Temperatur	945°	1085°	1235°
Angelegte Spannung in Volt 2	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$	$7{,}9 \cdot 10^{-5}$	$1{,}0 \cdot 10^{-4}$
4	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$2{,}3 \cdot 10^{-4}$	2,9
8	2,3	6 5	8,1
20	3,0	$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	$5{,}3 \cdot 10^{-3}$
50	3,7	3,6	7,2
100	4,1	4,4	9,2
200	4,7	> 8,0	$> 1{,}9 \cdot 10^{-2}$

wurde käuflicher Wasserstoff von 83 mm Druck in den Apparat gelassen, die Elektrode eine Stunde lang mit einem Strom von $5 \cdot 10^{-4}$ Amp. belastet, und alsdann Tabelle 2 aufgenommen.

Tabelle 2.
H_2 von 83 mm Druck.

Temperatur	945°	1085°	1235°
Angelegte Spannung in Volt 2	$3{,}1 \cdot 10^{-7}$	$6{,}1 \cdot 10^{-7}$	$6{,}2 \cdot 10^{-7}$
4	8,0	$1{,}3 \cdot 10^{-6}$	$1{,}3 \cdot 10^{-6}$
8	$3{,}0 \cdot 10^{-6}$	3,9	3,6
20	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$
50	$1{,}0 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$
100	3,3	4,1	4,3
200	7,1	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 3.
Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ mm.

Temperatur	945°	1085°	1235°
Angelegte Spannung in Volt 2	$7{,}4 \cdot 10^{-6}$	$7{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
4	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	2,9
8	1,3	2,1	7,8
20	1,6	2,6	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$
50	1,9	3,1	1,8
100	2,3	3,7	2,5
200	2,7	5,0	7,0

1) Phil. Trans. **207**, 149, 1908.
2) P. Neubert, Dissertation. Leipzig 1913.

Nunmehr wurde abgepumpt, und nach Erreichung des Vakuums Tabelle 3 aufgenommen, deren Werte wegen der langen Belastung in Wasserstoff doch merklich kleiner als die der Tabelle 1 sind. Nunmehr wurde der Apparat mit Sauerstoff von 83 mm Druck gefüllt und die Elektrode hierin 10 Minuten geglüht. In dem Sauerstoff wurden die Werte der Tabelle 4

Tabelle 4.

O_2 von 86 mm Druck.

Angelegte Spannung in Volt	Temperatur 945°	1085°	1235°	1340°
2	—	$3{,}3 \cdot 10^{-10}$	$2{,}0 \cdot 10^{-9}$	$1{,}8 \cdot 10^{-9}$
4	$3{,}6 \cdot 10^{-10}$	$1{,}8 \cdot 10^{-9}$	3,9	3,0
8	$1{,}4 \cdot 10^{-9}$	3,6	$1{,}1 \cdot 10^{-8}$	9,0
20	2,8	7,1	$1{,}1 \cdot 10^{-7}$	$8{,}9 \cdot 10^{-8}$
50	4,0	$3{,}2 \cdot 10^{-8}$	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$
100	5,4	5,2	7,5	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$
200	$1{,}1 \cdot 10^{-8}$	9,4	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$	5,0

und nach dem Abpumpen des Sauerstoffes Tabelle 5 aufgenommen. Ein Vergleich der

Tabelle 5.

Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ mm.

Angelegte Spannung in Volt	Temperatur 945°	1085°	1235°
2	$2{,}9 \cdot 10^{-6}$	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
4	4,3	8,7	2,9
8	5,0	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	8,3
20	6,0	1,3	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$
50	7,2	1,5	1,7
100	8,8	1,8	2,1
200	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	2,2	2,6

sofort nach der Behandlung mit Wasserstoff aufgenommenen Tabelle 3 mit der nach darauffolgender Einwirkung von Sauerstoff erhaltenen Tabelle 5 zeigt ziemlich weitgehende Übereinstimmung, doch sind in Tabelle 3 die Stromwerte für die niederen Temperaturen etwa um die Hälfte größer als in Tabelle 5. Hiernach erscheint der Schluß möglich, daß sich die Elektrode, wenn sie in der geschilderten Weise mit käuflichem Wasserstoff behandelt wird, infolge der Gegenwart von Spuren von Wasserdampf und Sauerstoff wirksam wird. Sorgt man dafür, daß reiner Wasserstoff zur Verwendung kommt und daß Wasserdampf beseitigt wird, so wird sich diese Frage klären lassen. Mit derartigen Versuchen bin ich beschäftigt. Für die Praxis aber folgt aus diesen Versuchen schon jetzt, daß man, wenn man Oxydelektroden von großer Wirksamkeit und langer Lebensdauer haben will, zweckmäßig in einer Wasserstoffatmosphäre arbeitet.

Um zu sehen, ob ein Teil der beobachteten Änderungen dadurch rührt, daß die Elektronenemission des Platins durch die verschiedenen Gase verschieden beeinflußt wird, habe ich in den Versuchsnummern 16, 17 und 18 das Verhalten eines reinen, d. h. nicht mit Oxyd überzogenen Platindrahtes im Vakuum, in Sauerstoff und in Wasserstoff studiert. Aus den Versuchsdaten 15 folgt zunächst, daß die Emission des reinen Platindrahtes gegen die des oxydüberzogenen zu vernachlässigen ist. Die Versuchsdaten 16 und 17 zeigen, wie es ja schon bekannt ist, daß die Elektronenemission des Platindrahtes durch Sauerstoff stark herabgesetzt und durch Wasserstoff erhöht wird. Die auftretenden Ströme sind aber immer gering gegen die an der Oxydelektrode beobachteten, so daß der an der Oxydelektrode auftretende Einfluß der Gase durch eine Wirkung auf das Oxyd selbst erklärt werden muß.

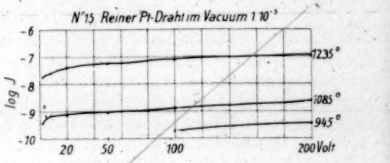


Fig. 15.

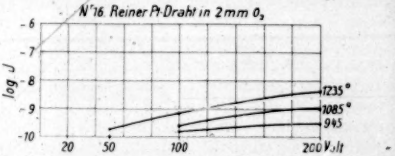


Fig. 16.

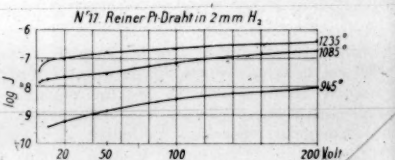


Fig. 17.

Fassen wir die gewonnenen Resultate zusammen, so können wir den Einfluß der untersuchten Gase auf die Wirksamkeit der Wehneltelektrode im wesentlichen wie folgt charakterisieren:

1. Stickstoff setzt die Wirksamkeit herab, während die Temperaturabhängigkeit bestehen bleibt und vielleicht sogar in erhöhtem Maße zum Ausdruck kommt.

2. Sauerstoff setzt den Effekt stark herab und vermindert, namentlich bei höheren Drucken, wesentlich die Temperaturabhängigkeit.

3. Wasserstoff erhöht den Effekt und unterdrückt den Temperatureinfluß fast vollständig.

Eine Erklärung dieser Einflüsse kann ich nur mit einigem Vorbehalt geben, da die Versuche noch mancher Ergänzung bedürfen. Es scheint zunächst nach dem Einfluß des Stickstoffes, daß neutrale Gase den Effekt herabsetzen. Hierfür würde die von mir vertretene Auffassung insofern eine nicht unplausible Deutung liefern, als die Beimengung eines indifferenten Gases die Zahl der eintretenden Zusammenstöße zwischen Kalzium- und Sauerstoffatomen herabmindert. Den Einfluß des Sauerstoffes würde man so deuten können, daß durch ihn alle zur Abscheidung gelangenden Kalziumatome direkt am Orte ihrer Entstehung, d. i. an der Grenzfläche des Oxydfleckes auf der metallischen Unterlage wieder zu Oxyd oxydiert werden. Bei der Reaktion freiwerdende Elektronen müßten, um wirksam zu werden, die Kalziumoxydschicht durchsetzen, wozu sie nicht imstande sind. Das Fehlen des Temperatureinflusses würde dadurch zu erklären sein, daß bei hinreichend großer Konzentration des Sauerstoffes trotz erhöhter Leitfähigkeit des Oxydfleckes, nach wie vor alle zur Abscheidung gelangenden Kalziumatome an der metallischen Unterlage selbst oxydiert werden, so daß keine Erhöhung der Elektronenabgabe stattfinden kann.

Der Einfluß des Wasserstoffes liegt dem des Sauerstoffes entgegengesetzt. Wir können wohl annehmen, daß auch bei der Reaktion zwischen Wasserstoff und Sauerstoff Elektronen zur Abgabe gelangen. Da der Sauerstoff aber an der Grenzschicht zum Vakuum abgeschieden wird, so können alle entstehenden Elektronen auch zur Wirksamkeit gelangen. Das Fehlen des Temperatureinflusses beim Wasserstoff ist schwerer zu erklären. Man müßte annehmen, daß neben der reduzierenden Kraft und der depolarisierenden Wirkung des Wasserstoffes der Einfluß der erhöhten Leitfähigkeit des Oxydfleckes nicht zur Geltung kommt. Die Entscheidung, ob dies berechtigt ist, muß weiteren Versuchen überlassen bleiben. Diese müssen auch entscheiden, ob nicht, wie schon oben angedeutet, bei der Wirksamkeit der reduzierten Oxydelektrode in Wasserstoff auch die Löslichkeit dieses Gases und die Bildung von Kalziumhydrür eine wesentliche Rolle spielt.

Ich habe nun noch mit einigen anderen Gasen Versuche ausgeführt. Methan und Leuchtgas verhalten sich in ähnlicher Weise wie Wasserstoff, so daß es sich erübrigt, nähere Versuchsdaten zu geben. In derselben Richtung, aber ungleich stärker als Sauerstoff, wirkt Cyan. In Tabelle 6 gibt die Versuchsreihe 1 das Verhalten

Tabelle 6.

Versuchsnummer		1	2	3	4	5
Gasart		Vakuum	Cyan	Vakuum	Cyan	Vakuum
Druck		$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	0,2 mm	$6{,}0 \cdot 10^{-6}$	6,5 mm	$5 \cdot 10^{-5}$
Angelegte Spannung in Volt	0	$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2{,}0 \cdot 10^{-6}$	$1{,}7 \cdot 10^{-9}$	$4{,}1 \cdot 10^{-8}$
	2	$2{,}4 \cdot 10^{-5}$	$1{,}3 \cdot 10^{-7}$	4,8	9,0	$7{,}2 \cdot 10^{-7}$
	4	7,2	3,2	8,8	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$
	8	$2{,}7 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-6}$	$2{,}6 \cdot 10^{-5}$	6,5	4,8
	20	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	1,6	9,6	$3{,}4 \cdot 10^{-7}$	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$
	50	2,5	2,6	$6{,}0 \cdot 10^{-4}$	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	2,6
	100	3,0	$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	6,2	3,6
	200	3,6	6,5	2,0	$1{,}2 \cdot 10^{-5}$	5,0

der Oxydelektrode im Vakuum wieder. Nr. 2 zeigt, daß bei einem Cyandruck von 0,2 mm die Ströme auf das mehr als 100fache heruntergedrückt sind. Nr. 3 wurde erhalten, nachdem das Cyan wieder abgepumpt war. Die Ströme sind ganz wesentlich kleiner als bei Versuchsreihe 1, woraus folgt, daß das Cyan in dem Oxydfleck eine dauernde Veränderung hervorgerufen hat. Im Anschluß an Nr. 3 wurde Nr. 4 bei einem Druck von 6,5 mm Cyan, und Nr. 5 wiederum im Vakuum aufgenommen. Auch diese beiden letzten Versuchsreihen zeigen den großen Einfluß des Cyans und zugleich die bleibende Veränderung, die das Cyan in dem Kalziumoxydfleck hervorruft. Es muß noch erwähnt werden, daß Glühen in Sauerstoff die Elektrode nicht wieder zu regenerieren gestattet, was der Fall sein würde, wenn sich, wie bei Gegenwart von Öldämpfen, Kalziumkarbid gebildet hätte. In diesem Falle handelt es sich wohl um die Bildung des sehr beständigen Kalziumcyanamids.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 19. November 1913.)

Registrierungen des Emanationsgehalts der Bodenluft in Potsdam mit dem Benndorf-Elektrometer [1]).

Von K. Kähler.

Die Bodenluft ist für die atmosphärische Elektrizität von großer Bedeutung. Vor allem Ebert hat auf die Zusammenhänge zwischen dem Gehalt des Bodens an radioaktiver Emanation und den atmosphärischen luftelektri-

1) Auszug aus der gleichnamigen Arbeit in den „Ergebnissen der Meteorologischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1912", S. LVI—LXVI. Berlin, Behrend & Co. 1913.

schen und meteorologischen Erscheinungen hingewiesen. In München ist von Endrös[1]) auch die erste Registrierung ins Werk gesetzt worden, eine photographische mit Hilfe eines Ebertschen Quadrantenelektrometers und eines Bronson-Widerstandes, über den der Sättigungsstrom der Emanation zur Erde geleitet wurde. Diese Aufzeichnungen umfassen jedoch nur die Frühjahrsmonate des Jahres 1907, und ihre Ergebnisse sind wohl auch deswegen nicht als allgemein gültig anzusehen, weil sie inmitten der Stadt auf dem festen oberbayrischen Gesteinsboden gewonnen sind. Auf Anregung von Herrn Geheimrat Hellmann wurde deshalb im Sommer 1910 eine ähnliche Registrierung im leichten Potsdamer Sandboden eingerichtet. Statt der photographischen ist aber die bequemere mechanische mit dem erprobten Benndorf-Elektrometer gewählt worden.

An der Nordseite eines Wellblechhauses, das auf der waldumgebenen Wiese des Observatoriums für luftelektrische Zwecke errichtet ist, wurde ein 1,5 m tiefes, 0,45 m breites Loch in den grasbedeckten Boden gegraben und seitlich mit einem Zinkblechhohlzylinder ausgekleidet. In der Achse dieses Zylinders war ein 145 cm langer, 0,5 cm dicker Kupferdraht aufgehängt mittels eines Isolators von der Form, wie sie schon mit gutem Erfolg bei den Leitfähigkeitsregistrierungen der Außenluft angewandt wurden. Dieser Isolator ist auf einen Holzdeckel gesetzt worden, der luftdicht auf dem oberen Rand des Zinkhohlzylinders lag. Der Kupferdraht ging durch ein etwa 2 qcm großes Loch des Holzdeckels hindurch und war am Isolator durch eine lösbare Klemme befestigt. Von hier führte eine gegen das elektrische Feld der Erde geschützte Drahtverbindung durch die Außenluft und ein Loch des Wellblechhauses zur Nadel des Benndorf-Elektrometers, an dessen Quadranten mehrere Hundert Volt konstanter Spannung lagen. Die Elektrometeruhr lud automatisch alle viertel Stunden das System Elektrometernadel, Leitungsteile und Kupferdraht auf — 150 Volt auf, und der Abfall dieser Ladung wurde vom Elektrometer alle Minuten registriert. Natürlich ist zur Kontrolle häufig die Zerstreuung der Leitungsteile ohne den wirksamen Kupferdraht aufgezeichnet worden. Diese abzuziehende Korrektion ist gegenüber dem viel größeren Abfall des Meßdrahtes meistens ganz zu vernachlässigen und als konstant anzusehen. Nur bei ganz geringem Abfall des Systems ist die Korrektion angebracht worden.

Die Registrierung beschränkt sich auf die positiven Elektrizitätsträger, die in dem Meßraum gebildet werden. Die gleichzeitig vorhandenen negativen entladen sich an der geerdeten Metallwand. Nach den Versuchen von Ebert und Kurz[1]) ist anzunehmen, daß in der Bodenluft die beim Eintritt in den Meßraum vorhandenen, fertig gebildeten Träger bald durch Wiedervereinigung, Adsorption usw., wieder verschwinden und daß im Meßraum im wesentlichen sich Träger befinden, die von der Emanation neu erzeugt sind. Aus demselben Grunde werden die Träger größtenteils leichtbeweglich sein. Das geht auch aus der Bestimmung der Charakteristik hervor. Die an den Meßdraht gehenden Ladungen steigen bei schwachen Spannungen bis zu etwa 128 Volt, um dann bis 600 Volt konstant zu bleiben. Bei der langsamen vertikalen Luftströmung, die im Meßraum besteht, werden aber auch die meisten schwerbeweglichen Träger sich entladen müssen.

Aus der Bestimmung der Charakteristik folgt, daß nur bei den Spannungen von 150 bis zu etwa 128 Volt gesättigter Strom herrschte. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, nur die zu diesen Spannungen gehörigen Teile der Registrierkurve auszuwerten. Dies geschah in der Weise, daß die Anzahl der Minutenintervalle zwischen der Anfangslinie 150 und der Linie 128 Volt ausgezählt wurde, d. h. es wurde die Zeit t bestimmt, während welcher die Spannung um 22 Volt fiel. Diese Variable t schwankte im Registrierjahr von 1,3 bis zu 22 Minuten. Die Berechnung des Emanationsgehalts e hat dann zu erfolgen nach der Formel:

$$e = \frac{dV \cdot C}{300 \times m \times 60 \times t}.$$

Dabei ist $dV = 22$ Volt; m die Menge der wirksamen Bodenluft, 220500 cm³, wie sich leicht aus den Dimensionen des Meßraums ergibt; C, die Gesamtkapazität Leitungsteile + Zerstreuungsdraht, wurde mit einem Gerdienschen Kondensator zu 118 cm bestimmt. Davon fallen 16, wie Rechnung und Messung mit dem Kondensator zeigen, auf die wirksame Kapazität des Zerstreuungssystems.

Das erhaltene Kurvenmaterial umfaßt die Zeit vom Spätsommer 1910 bis zum Frühsommer 1912, zu welcher Zeit das Elektrometer zu anderen Zwecken verwandt werden mußte. Zur

1) L. Endrös, Messungen und Registrierungen der dem Erdboden entquellenden Emanationsmengen. Dissertation der Technischen Hochschule München. 1909.

1) H. Ebert u. K. Kurz, Registrierungen der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. Abh. d. Kgl. Bayr. Akad. d. Wiss. München, 1909.

Bearbeitung wählte ich den Zeitraum vom 1. Oktober 1910 bis dahin 1911 aus, weil für dieses Jahr auch Registrierungen des atmosphärischen Leitvermögens vorliegen. Jedoch mußte das Vierteljahr April bis Juni 1911 durch das entsprechende des Jahres 1912 ersetzt werden, da es dauernd Störungen aufwies und im Mittel nur ein Zehntel der zu erwartenden Ausschläge ergab. Der Grund hierfür ist uns nicht klar geworden. Die Störung wurde Ende Juni 1911 dadurch beseitigt, daß die ganze Meßvorrichtung mitsamt dem Zinkhohlzylinder herausgenommen und gereinigt wurde.

Naturgemäß ließen sich auch sonst Lücken in der Registrierung nicht vermeiden. Störungen durch Spinnen kamen vor allem in der warmen Jahreszeit vor, waren aber weit weniger zahlreich als bei den gleichzeitigen Registrierungen des atmosphärischen Leitvermögens. Dazu kamen noch die Lücken durch die unumgänglich nötigen häufigen Prüfungen der Isolation und des Abfalls der Leitungs- und Isolatorteile, die stets mehrere Stunden, hin und wieder auch tagelang vorgenommen wurden, um genau den Einfluß auf die Größe der Korrektion festzustellen. Bei der Bildung der Monatsmittel sind die Tage mit Lücken ganz fortgelassen worden; das waren je nach den Versuchen 3 bis 6 Tage im Monat. Ausgewertet wurde von den 4 Kurven jeder Stunde stets nur die erste. Das ist fast immer unbedenklich, weil schnelle Änderungen des Emanationsgehalts in Potsdam zu den Ausnahmefällen gehören.

Bei der Diskussion der gewonnenen Ergebnisse ist zu berücksichtigen, daß durch die Versuchsanordnung die natürlichen Verhältnisse offenbar gestört werden. Die feste Erde ist außen durch den Holzdeckel, innen durch den geräumigen Luftkondensator ersetzt. Dieser Meßraum steht mit der Atmosphäre durch das Loch im Holzdeckel in bequemer Verbindung, während sonst die engen Luftkanäle des Erdreichs das vermitteln. Wegen des eingesetzten Zinkhohlzylinders ist ferner eine seitliche Bewegung sowie vor allem ein seitliches Zufließen der Bodenluft unmöglich gemacht. Die Meßanordnung verhindert z. B. eine Untersuchung über den Einfluß, den die Durchlässigkeit des Erdbodens, der Frost, eine Schneedecke usw. ausübt, sowie über den Einfluß der Diffusion der Emanation in die Atmosphäre.

Um die Wirksamkeit der ganzen Anordnung zu erproben, wurden noch einige Versuche ausgeführt. Wenn der Zinkhohlzylinder am unteren Ende des Meßraums durch einen angelöteten Metalldeckel verschlossen wurde, hörte die große Zerstreuung bald auf und ging in die der Außenluft über, die bei der gewählten Empfindlichkeit des Elektrometers fast gar keinen Ausschlag mehr zur Folge hat. Es ist das ein Beweis dafür, daß die Bodenluft in der Tat aus dem unteren Boden in den Meßraum eintritt. Ferner wurde einige Tage hindurch der Zinkhohlzylinder herausgenommen. Der Ausschlag war während dieser Zeit bedeutend größer, offenbar weil jetzt auch von der Seite her die Emanation in den Meßraum dringt.

Absolute Werte des Emanationsgehalts in 0 bis $1^1/_2$ m Tiefe. Als Mittelwert eines Jahres (insgesamt 289 Tage) ergibt sich in Potsdam der Gehalt der Bodenluft bis zu $1^1/_2$ m Tiefe zu $0{,}22\times10^{-7}$ E. S. E. pro cm³. Der Boden unter der „Wiese" des Observatoriums ist reiner Sand, der im Jahre 1892 bei der Errichtung der Beobachtungswiese wegen einer Mulde des Geländes in einer Stärke von einigen Metern aufgeschüttet wurde. Endrös erhielt als Mittel von 4 Monaten (März bis Juni 1907) in München den sehr viel höheren Wert $1{,}2\times10^{-7}$ E. S. E., bei Einzelmessungen in München (Januar—März 1906) $0{,}9\times10^{-7}$ E. S. E., in Zusmarshausen (Schwaben, April 1905) $0{,}8\times10^{-7}$ E. S. E.; Gockel fand bei Einzelmessungen in Freiburg (Schweiz) sogar Werte von 2 bis 7×10^{-7} E. S. E. Man geht wohl nicht fehl in der Annahme, daß der steinige Boden auf der oberbayrischen Tiefebene und vor allem in der Schweiz radioaktiver ist als der brandenburgische Sand und daß sich daraus vor allem die großen Unterschiede in den absoluten Werten erklären. Der Potsdamer Mittelwert gilt für die Versuchsanordnung mit dem seitlichen Metallzylinder. Läßt man diesen fort, so erhöhen sich die absoluten Werte auf fast das Doppelte. Vielleicht kommt diese Zahl, also etwa $0{,}4\times10^{-7}$ E. S. E., dem wahren Wert der Potsdamer Emanation in etwa $^3/_4$ m Tiefe am nächsten. Es sei in diesem Zusammenhang wenigstens darauf hingewiesen, daß auch die Leitfähigkeit der Potsdamer atmosphärischen Luft auffallend klein ist, etwa $1{,}0\times10^{-7}$ E. S. E.

Nimmt man die Ladung eines Elektrizitätsträgers nach Millikan zu $\varepsilon = 4{,}9\times10^{-10}$ E. S. E. an, so würde dem Wert $0{,}22\times10^{-7}$ E. S. E. eine Trägerzahl von etwa 45 entsprechen. Die Emanation in $^3/_4$ m Tiefe ist also imstande, pro Sekunde und cm³ 45 Träger beiderlei Vorzeichens zu erzeugen. Das ist immer noch etwa das Hundertfache wie in der Außenluft, wo etwa nur alle 2 Sekunden 1 Trägerpaar pro cm³ gebildet werden kann. Zu beachten ist dabei, daß die für die Emanation der Bodenluft ge-

fundene Zahl nicht den Gehalt der gesättigten Tiefen darstellt — der Emanationsgehalt wird ja erst unterhalb 2 m Tiefe konstant —, sondern eher die Menge, die aus der gemessenen Tiefe in die Atmosphäre drängt. Endrös berechnet aus seinem Münchener Mittelwert die pro Sekunde erzeugte Trägerzahl der Emanation zu 306 ($\varepsilon = 3{,}4 \times 10^{-10}$) oder 212 ($\varepsilon = 4{,}9$).

Der höchste in Potsdam registrierte Stundenmittelwert war $0{,}500 \times 10^{-7}$ im Februar 1911, der tiefste $0{,}012 \times 10^{-7}$ April 1912. Das Verhältnis des größten zum kleinsten Wert ist also wie in München etwa 40:1.

Jährlicher Gang des Emanationsgehalts. Der Gehalt der ungesättigten Tiefen der Bodenluft an radioaktiver Emanation ist am stärksten im Sommer (September 0,27, Juni 0,26), am geringsten im Winter (Januar 0,16, November 0,18). Die vorhandenen Unregelmäßigkeiten im jährlichen Gang des einen untersuchten Jahres sind einmal auf den heißen Sommer und Frühherbst 1911 zurückzuführen, der die Werte erhöhte. Ferner war der Dezember 1910 viel zu mild. Die Frühjahrswerte sind höher als die Herbstwerte. Endrös fand in München während seiner Registrierzeit die tiefsten Werte im Dezember und Januar, die höchsten im April, also in guter Übereinstimmung mit Potsdam.

Die Erklärung der jährlichen Schwankung wird darin zu suchen sein, daß bei stärkerer Erwärmung des Bodens mehr Emanation aus den gesättigten Tiefen in die ungesättigten, und daher auch aus den ungesättigten Tiefen in die Atmosphäre tritt. Der Emanationsgehalt der ungesättigten Tiefen zeigt also denselben jährlichen Gang wie das elektrische Leitvermögen der Atmosphäre.

Täglicher Gang des Emanationsgehalts. Abgesehen von manchen Unebenheiten ergibt sich im wesentlichen eine doppelte Periode mit dem Hauptmaximum 7 Uhr abends, einem kleineren 6 Uhr morgens, dem Hauptminimum mittags und einem kleineren kurz nach Mitternacht. Ein Unterschied zwischen Sommer- und Wintertyp, wie ihn Endrös aus seinen Messungen ableitete, findet sich in Potsdam eigentlich nicht. Das Mittagsminimum tritt am meisten hervor im Herbst und Frühjahr, das Abendmaximum im Sommer und Herbst, das nächtliche Minimum im Winter, das Morgenmaximum ebenfalls im Winter sowie im Frühjahr.

Diese tägliche Schwankung des Emanationsgehalts zeigt eine bemerkenswerte Ähnlichkeit mit der des Potentialgefälles und vor allem mit der des Luftdrucks. Es kann, wie ein Vergleich mit den stündlichen Luftdruckänderungen derselben Tage zeigt, nicht die Rede davon sein, daß in den Tagesgängen Emanationsgehalt und Luftdruckänderung einander entgegengesetzt sind. Man wird die Ähnlichkeit nicht anders deuten können, als durch eine gemeinsame Ursache veranlaßt, und das kann wohl nur die Sonnenstrahlung in ihrer Wirkung auf den Erdboden und die untersten Luftschichten sein. Schon Endrös, dessen vier Frühjahrskurven ebenfalls das Mittagsminimum sowie die höheren Morgen- und Abendwerte erkennen lassen, hebt das hervor. Er führt die Schwankung allerdings in der Hauptsache auf die Temperaturunterschiede zwischen Boden und Luft zurück.

Die wichtigste Ursache der Schwankungen in den ungesättigten Tiefen wird die Luftbewegung im Erdboden, vor allem die Luftbewegung zwischen Atmosphäre und Boden sein. Wie weiter unten gezeigt werden wird, ist die Luftdruckänderung der Atmosphäre von allergrößtem Einfluß auf den Emanationsgehalt. Damit ist die Einwirkung der vertikalen atmosphärischen Luftströmungen erwiesen: aufsteigende Luft wirkt vermehrend, absteigende vermindernd. Nachts, wo die Luftbewegung eher von der Luft zur Erde geht, wird also der Emanationsgehalt kleiner sein als morgens und abends. Sonnenschein wirkt an sich wegen der aufsteigenden Luftströmungen vermehrend, denn die absoluten Werte des Emanationsgehalts an sonnigen Tagen sind höher als an trüben, und an den sonnigen Tagen läßt der mittlere tägliche Gang eines Monats fast stets eine Zunahme der Werte erkennen. Trotz dieser Wirkung der Sonne liegt mittags ein deutliches Minimum des Emanationsgehalts. Das wird seinen Grund in der starken Erwärmung des Erdbodens haben. Dadurch wird die Luft im Meßraum rasch verdünnt, so daß die erste Folge eine Abnahme der Emanation sein muß, die durch das langsame Nachdringen aus den gesättigten Tiefen nicht verhindert werden kann. Beim Nachlassen der Sonnenstrahlung wird dieses Nachdringen in die Erscheinung treten: daher das Hauptmaximum des Emanationsgehalts am Abend. Unter natürlichen Bedingungen werden die Schwankungen wohl nicht so ausgeprägt sein wie bei der Versuchsanordnung, aber doch in demselben Sinne vorhanden sein. Wichtig für diese Schwankung ist die Kenntnis der Luftdruckänderungen im Erdboden, die aber bisher noch nicht genügend bekannt sind.

Der Einfluß der atmosphärischen Luftdruckänderungen. Trotzdem im täglichen Gang Ähnlichkeit zwischen Emanationsgehalt und Luftdruckänderung besteht, sind

beide Elemente in allen Einzelschwankungen einander entgegengesetzt. Dieser Zusammenhang ist so regelmäßig, daß man die atmosphärischen Luftdruckschwankungen als die Hauptursache der Emanationsschwankungen ansehen muß. Die höchsten Werte des Emanationsgehalts treten in allen Monaten bei stark fallendem, die tiefsten bei schnell steigendem Barometer ein. Von insgesamt 82 starken Luftdruckänderungen waren nur 4 ohne Einwirkung auf den Emanationsgehalt. Man muß sich auch hier die Frage vorlegen, ob durch die Versuchsanordnung nicht die Verbindung zwischen Bodenluft und Außenluft zu sehr erleichtert ist. Es wird aber wohl nicht zu bezweifeln sein, daß auch in den natürlichen Bodenkanälen die Barometerschwankung der Atmosphäre von großem Einfluß ist, und daß sie auch hier die Hauptursache der Emanationsschwankungen bleibt. Nochmals sei betont, daß sie aber in den Mittelwerten verschwindet. Auch Endrös kam zu dem Ergebnis, daß ein Einfluß des Luftdrucks wohl vorhanden, aber durch andere Ursachen verdeckt sei. Von größter Einwirkung waren bei ihm plötzliche Luftdruckschwankungen, vor allem die Barographennasen. Das ließ sich in Potsdam nicht bestätigen. Die Zerstreuungsregistrierung ist für solche Untersuchungen anscheinend nicht so geeignet wie die photographische. Es ist aber auch wohl denkbar, daß die Bodenluft solchen plötzlichen Schwankungen nicht so schnell zu folgen vermag.

Der Einfluß der Windstärke. In München wurde ferner eine saugende Wirkung des Windes auf die Bodenluft festgestellt. Bei stärkerem Wind war der Emanationsgehalt größer. In Potsdam hat sich das ebenfalls nicht bestätigt, wenn es auch bisweilen zutreffen kann. Das wird aber nicht wundernehmen, weil die Luftbewegung am Meßort sehr gering ist. Schon in 2 m Höhe inmitten der „Wiese" herrscht im Mittel nur $^1/_7$ der Windstärke wie in 40 m Höhe. Am Erdboden, wo das Wellblechhaus und ein naher Zaun noch mehr abschirmen, wird kaum $^1/_{10}$ der normalen Luftbewegung vorhanden sein.

Bodenluftemanation und Leitvermögen der Atmosphäre. Aus der vielfachen Ähnlichkeit, die im täglichen Gang zwischen Potentialgefälle und Emanationsgehalt besteht, geht schon hervor, daß zwischen Bodenluftemanation und luftelektrischem Leitvermögen im einzelnen kein ähnlicher Gang vorhanden sein kann. Da während der Registrierzeit 1910/11 beide Elemente gleichzeitig aufgezeichnet wurden, ist es möglich, das im einzelnen zu verfolgen. So konnte in 8 Monaten an genau denselben normalen Tagen, für welche die Schwankung des Leitvermögens abgeleitet war[1]), auch der Gang des Emanationsgehalts der Bodenluft gebildet werden. In einigen Monaten war entgegengesetzter Gang; in anderen eher gleicher; manchmal vormittags gleicher, nachmittags entgegengesetzter usf.; kurz, es war kein regelmäßiger Zusammenhang aufzufinden. Die bearbeiteten Tage waren normal in bezug auf das Leitvermögen der Atmosphäre, nicht in bezug auf die Bodenluft, wo man vor allem Tage mit größeren Luftdruckschwankungen fortlassen müßte. So wird es sich auch erklären, daß in ihnen der tägliche Gang vielfach nicht so ausgeprägt ist wie in sämtlichen Tagen des Monats. Der heiße Sommer 1911 zeigt z. B. an den ausgesuchten Tagen in erster Linie eine deutliche Zunahme der absoluten Werte von Mitternacht über Mittag bis Mitternacht, der der tägliche Gang bloß aufgelagert ist. Das scheint ein Beweis für den Anstieg der Emanation an sonnigen Tagen. Die berechneten normalen Tage ergeben übrigens den jährlichen Gang des Emanationsgehalts, der ja mit dem des Leitvermögens übereinstimmt, ausgeprägter als die gesamten Tage.

Zusammenfassung. Durch die Potsdamer Registrierungen scheint bewiesen, daß die vertikale atmosphärische Luftbewegung, einschließlich der Luftdruckänderung, von größtem Einfluß auf den Emanationsgehalt der obersten Erdschichten, also auch auf den Zufluß der Emanation von unten und den Austritt in die Atmosphäre ist. Die Sonnenstrahlung begünstigt ebenfalls den Austritt, doch wird diese Wirkung von anderen Erscheinungen überdeckt. Ein Zusammenhang zwischen den Schwankungen des Emanationsgehalts und denen des atmosphärischen Leitvermögens ist daher wohl im jährlichen Gange, nicht aber im täglichen und in Einzelschwankungen vorhanden.

1) Vgl. Ergebnisse der Meteorologischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1911, Fig. 2, und diese Zeitschr. 13, 1216, 1912.

Potsdam, November 1913.

(Eingegangen 14. November 1913).

Eine Bestimmung der Änderung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation mit der Höhe.

(A Determination of the Variation with Altitude of the Radium Emanation Content of the Atmosphere.)

Von J. R. Wright und O. F. Smith.

Die Gegenwart radioaktiver Substanzen in der Atmosphäre ist zum ersten Male im Jahre

1900 von Elster und Geitel[1]) bündig nachgewiesen worden. Diese Forscher fanden damals, daß ein in der Atmosphäre exponierter negativ geladener Draht einen aktiven Niederschlag ansammelte. Später haben Bumstead[2]), Blanc[3]), Dadourian[4]) und andere Forscher gezeigt, daß der auf diese Weise gesammelte aktive Niederschlag ein Gemisch der aktiven Niederschläge von Radium und von Thorium ist. Den ersten Versuch, die wirklich in der Atmosphäre vorhandene Menge Radiumemanation zu bestimmen, machte Eve[5]) in der Weise, daß er den aktiven Niederschlag, der sich aus einem bestimmten Volumen Luft auf einem negativ geladenen Draht ansammelte, mit jenem verglich, der sich aus solcher Luft ansammelte, die eine bekannte Menge Radiumemanation enthielt. Die von Änderungen in den meteorologischen Verhältnissen herrührende Unsicherheit dieses Verfahrens ist indessen so groß, daß es kein genaues Mittel zur Bestimmung der wirklichen Menge Radiumemanation in der Luft bietet. Eve[6]) und Satterly[7]) machten von der Entdeckung Rutherfords[8]) Gebrauch, daß aus Kokosnußschalen hergestellte Holzkohle die Eigenschaft besitzt, Radiumemanation zu absorbieren. Dank dieser Eigenschaft erhielten sie direkte Bestimmungen des Gehaltes an Radiumemanation. Um dieses Ziel zu erreichen, schickten sie während einer gegebenen Zeit Luft mit einer bekannten Geschwindigkeit durch Röhren mit Kokosnußkohle, welch letztere die Emanation aus der Luft absorbiert. Gleichzeitig ließen sie Luft durch eine Lösung von Radiumbromid hindurchperlen, die eine bekannte Menge Radium enthielt, und sammelten die aus der Lösung und der Luft stammende Emanation in einer anderen Röhre mit Kokosnußkohle. Die in der Kohle absorbierte Emanation wurde dann durch Erhitzen auf Dunkelrotglut ausgetrieben, über Wasser in Aspiratoren gesammelt und schließlich in der Weise gemessen, daß sie in eine Ionisierungskammer geleitet wurde, die entweder mit einem Elektroskop oder mit einem Elektrometer verbunden war. Dann läßt sich die in einem gegebenen Volumen Luft enthaltene Emanation aus dem Verhältnis

$$\frac{\text{Emanation in einem bekannten Volumen Luft}}{\text{In einer bekannten Zeit in der Vergleichslösung erzeugte Emanation}}$$

berechnen, vorausgesetzt **1.** daß alle während der Expositionszeit von der Lösung erzeugte Emanation an die Kokosnußkohle abgeführt wird, und **2.** daß die Röhren mit der Kohle von der gesamten durch sie hindurchgehenden Emanationsmenge denselben Bruchteil absorbieren. Da es sich um eine Vergleichsmethode handelt, müssen die Bestimmungen von Änderungen der meteorologischen Verhältnisse unabhängig sein. Ashman[1]) und Satterly[2]) bestimmten die Emanationsmenge in der Atmosphäre nach einem anderen Verfahren. Sie schickten Luft durch Schlangenröhren, die in flüssige Luft eintauchten, und maßen dann die in der Röhre kondensierte Emanationsmenge. Zuvor hatten Rutherford und Soddy nachgewiesen, daß Radiumemanation sich bei einer Temperatur von -150^0 C kondensiert.

Eve in Montreal, Satterly in Cambridge und Ashman in Chicago erhielten für den Gehalt der Atmosphäre an Radiumemanation im Durchschnitt die nachstehenden Ergebnisse:

Eve:

60×10^{-12} Gramm *Ra* per Kubikmeter,

Satterly:

100×10^{-12} „ „ „ „ „

Ashman:

96×10^{-12} „ „ „ „ „

So weit wir in Erfahrung bringen konnten, sind dies die einzigen quantitativen Bestimmungen des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation, die bisher ausgeführt worden sind. Durch Beobachtungen, die nach der Methode des aktiven Niederschlags angestellt worden sind, ist indessen dargetan worden, daß Radiumemanation überall in der Atmosphäre der Erde vorhanden ist. Die Quelle der Emanation ist ohne Zweifel das in der Erdkruste enthaltene Radium. Da die Halbwertperiode der Radiumemanation 3,86 Tage beträgt, ist zu erwarten, daß sie auf beträchtliche Entfernungen von ihrer Quelle aus fortgeführt werden wird, ehe ein großer Betrag ihrer Aktivität verloren gegangen ist. Beobachtungen von Eve[3]), Simpson und Wright[4]) und anderen Forschern lehren, daß selbst über der Mitte der großen Weltmeere die Luft eine beträchtliche Menge Radiumemanation enthält. Da Untersuchungen des Meerwassers dargetan haben, daß dessen Radiumgehalt sehr niedrig ist, muß die über dem Meere vorhandene Emanation zum größeren Teile vom Lande her durch Luftströmungen herbeigeschafft werden. Es entsteht ferner die

1) Diese Zeitschr. **2**, 560, 1901.
2) Sill. Journ. **18**, 1, 1904.
3) Phil. Mag. (6) **13**, 378, 1907.
4) Le Radium, 1908.
5) Phil. Mag. (6) **10**, 96, 1905.
6) Phil. Mag. (6) **14**, 724, 1907; **16**, 622, 1908.
7) Phil. Mag. (6) **16**, 584, 1908.
8) Nature **74**, 634, 1906.

1) Sill. Journ., 1908, S. 119,
2) a. a. O.
3) Phil. Mag. (6) **13**, 248, 1907; Terrestrial Magnetism, 1909.
4) Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 175, 1911.

Frage: Wie weit wird die Emanation aufwärts getragen, ehe viel von ihrer Aktivität verloren geht? Die Diffusionsgeschwindigkeit der Emanation ist zu klein, als daß diese eine irgendwie erhebliche Höhe erreichen könnte, ehe sie den größten Teil ihrer Aktivität verliert; aber aufwärts gerichtete Luftströme können sie in verhältnismäßig große Höhen tragen. Trotzdem ist zu erwarten, daß die Menge der Radiumemanation in der Atmosphäre mit zunehmender Höhe abnimmt.

Flemming[1]) fand aus Ballonbeobachtungen, daß sich auf einem negativ geladenen Draht in einer Höhe von 3000 m ungefähr dieselbe Menge radioaktiven Niederschlages ansammelte wie an der Erdoberfläche. Saake[2]) und Gockel[3]) fanden an Beobachtungen, die sie nach demselben Verfahren auf Bergspitzen angestellt hatten, daß der aktive Niederschlag in großen Höhen größer war als auf Meereshöhe. W. Knoche[4]) erhielt ebenfalls in einer Höhe von 5200 m in den Kordilleren von Bolivia einen hohen Wert für den aktiven Niederschlag.

Die Methode des aktiven Niederschlages ist indessen für eine genaue Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation nicht geeignet, und es ist sehr zweifelhaft, ob die in verschiedenen Höhenlagen gefundenen Ergebnisse auch nur annähernd die Änderung mit der Höhe angeben. Rutherford[5]) begleitet in seinem Buche über Radioaktive Substanzen und ihre Strahlung seine Besprechung der Ergebnisse von Flemming, Saake und Gockel mit den Worten:

„Es folgt daraus nicht mit Notwendigkeit, daß die Luft in großen Höhen mehr Radium- oder Thoriumemanation enthält, denn die bei einer gegebenen Volumenverteilung der Emanation gesammelte Menge aktiver Materie wird vom Luftdruck und der Menge von Staub und anderen Kernen in der Atmosphäre abhängen"[6]).

Aus der vorstehenden Erörterung erhellt klar die Wichtigkeit einer quantitativen Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation in verschiedenen Höhen. Als die vorliegende Beobachtungsreihe begonnen wurde, war flüssige Luft in Manila nicht zu erhalten. Infolgedessen waren wir in unserer Wahl auf die Methode der Absorption in Kokosnußkohle beschränkt. Diese Methode eignet sich jedoch gut für die Gewinnung quantitativer Bestimmungen in verschiedenen Höhen, weil jede einzelne Beobachtung über die Emanation in der Luft gleichzeitig mit einer Bestimmung der aus einer Vergleichslösung von Radiumbromid gesammelten Emanation vorgenommen wird. Da die Methode eine vergleichende ist, werden Druckänderung und Kernbildung in der Atmosphäre auf die Endergebnisse keinen Einfluß haben. Dasselbe gilt für die Ionisierung, die durch die in die Prüfkammer eingeführte Emanation erzeugt wird. Infolgedessen muß die Methode eine genaue Bestimmung der Menge Radiumemanation ergeben, die in irgendeiner gegebenen Höhe in der Luft enthalten ist. Um Ergebnisse zu erhalten, welche die Änderung mit der Höhe allein angeben, würde man Beobachtungen von einem Ballon oder einem sonstigen Luftfahrzeuge aus anstellen müssen, aber die Schwierigkeiten, unter solchen Bedingungen Beobachtungen von langer Dauer auszuführen, sind praktisch unüberwindlich. Die einzige andere Möglichkeit war, Beobachtungen auf einem hohen Berggipfel anzustellen, der von umgebenden Gipfeln möglichst isoliert ist. In diesem Falle erhält man den Einfluß der Höhe nur insoweit, als die Luftströmungen horizontal oder eher absteigend als aufsteigend sind. Daß diese Bedingung während eines beträchtlichen Teiles eines jeden Tages annähernd verwirklicht ist, geht aus einer Untersuchung der Bewegung der einen Gipfel umgebenden Wolken hervor. Beobachtungen, die sich vom Spätnachmittag bis zum frühen Morgen erstrecken, würden ein ziemlich genaues Bild vom Radiumemanationsgehalt solcher Luft ergeben, die nicht kurz vorher mit der Erdoberfläche in naher Berührung gewesen ist. Der Mount Pauai, ein 2460 m hoher Berg im nördlichen Luzon, wurde als passender Ort für die Ausführung der Bestimmungen über den Emanationsgehalt in großer Höhe gewählt.

Die ganze Untersuchung, die Vorversuche nicht mit eingeschlossen, nahm einen Zeitraum von ungefähr zehn Monaten in Anspruch, von denen acht einer ausgedehnten Beobachtungsreihe in Manila gewidmet waren, das praktisch auf Meereshöhe liegt, während die Beobachtungen auf dem Mount Pauai einen Zeitraum von etwa zwei Monaten in Anspruch nahmen.

Die Anordnung der Apparatur und das Verfahren bei der Anstellung der Beobachtungen, das wir schließlich anwandten, waren von denen, die sowohl Eve als auch Satterly beschrieben haben, praktisch nicht verschieden. Einen Teil einer von Rutherford, Boltwood und Eve

1) Diese Zeitschr. 9, 801, 1908.
2) Diese Zeitschr. 4, 626, 1903.
3) Diese Zeitschr. 8, 701, 1907.
4) Diese Zeitschr. 13, 440, 1912.
5) Radioactive Substances and their Radiations, 1913, S. 631.
6) Die Übersetzung dieser Stelle habe ich nicht der inzwischen erschienenen deutschen Ausgabe entnehmen können, da mir diese noch nicht zugänglich gewesen ist. (D. Übers.)

hergestellten Vergleichslösung von Radiumbromid lieferte uns Herr Professor Eve in liebenswürdiger Weise. Diese Lösung enthält $6{,}28 \times 10^{-9}$ Gramm Radium im Kubikzentimeter. Bei den meisten unserer Versuche benutzten wir 0,1 cm³ der Vergleichslösung, die wir auf 50 cm³ verdünnten. Dadurch erhielten wir als unsere Vergleichseinheit eine Lösung, die $6{,}28 \times 10^{-10}$ Gramm Radium enthielt.

Wir benutzten für alle unsere Bestimmungen durchweg folgende Anordnung der Apparatur: Die zu untersuchende Luft wurde von außerhalb des Gebäudes durch eine Röhre mit Watte in eine Verteilungsflasche eingesogen. Von der Verteilungsflasche aus wurde die Luft in zwei genau gleiche Teile geteilt, von denen der eine durch den Zweig hindurchging, der das Radiumbromid enthielt, der andere durch den Zweig, den wir der Bequemlichkeit halber den „Luftemanationszweig" genannt haben.

Die Flasche, welche die Lösung von Radiumbromid enthielt, war so angeordnet, daß sie durch Eintauchen in eine $NaCl$-Lösung erhitzt werden konnte. Ein Kugel- sowie ein Zylinderkondensator waren hintereinander an der Flasche befestigt, um einen Verlust des Radiums während der Erwärmung zu verhindern. Obgleich mit ziemlicher Sicherheit festgestellt worden ist, daß die Luftfeuchtigkeit die Wirksamkeit der Kokosnußkohle als Absorptionsmaterial für die Emanation nicht beeinflußt, haben wir es doch noch für ratsam erachtet, die Luft gründlich zu trocknen, ehe sie die Kohle erreichte. Die Luft hat in Manila während des größeren Teiles des Jahres eine überaus hohe absolute Feuchtigkeit, und die Anwesenheit einer großen Feuchtigkeitsmenge in der Kohle ist sehr störend, wenn es ans Erwärmen der Röhren geht. Da anscheinend weder H_2SO_4 noch $CaCl_2$ die Emanation absorbiert, ließen wir die Luft zuerst durch eine Flasche mit H_2SO_4 und dann durch Röhren mit $CaCl_2$ hindurchgehen. Das meiste Wasser wurde der Luft durch die Säure entzogen, die ungefähr monatlich einmal erneuert wurde.

Die Röhren mit Kokosnußkohle.

Während aller unserer Bestimmungen in Manila war die Kokosnußkohle in Röhren aus Elektro-Quarzglas von 60 cm Länge mit einer gleichmäßigen Bohrung von 1,5 cm Durchmesser angeordnet. Diese Röhren wurden bis auf etwa 6 cm vom Ende ab mit fein gekörnter Kokosnußkohle gefüllt, so daß jede Röhre 70 Gramm faßte. Zwei dieser Röhren wurden in jedem Zweige der Versuchsanordnung hintereinandergeschaltet, so daß die Luft durch 140 Gramm Kohle hindurchgehen mußte, die eng zu einer ungefähr 96 cm langen Säule zusammengepackt war. Nach dem Ansammeln der Emanation wurden die Röhren, die hintereinander geschaltet gewesen waren, nebeneinander in einem elektrischen Röhrenofen zu heller Rotglut erhitzt. Wir stellten Proben über die relative Absorption der beiden Röhrengruppen an, ohne einen Unterschied zu entdecken. Für die Bestimmungen auf dem Mount Pauai benutzten wir Elektro-Quarzglasröhren von beträchtlich weiterer Bohrung, so daß 140 Gramm Kohle auf eine Säule von 48 cm zusammengepackt wurden.

Die Manometer.

Die Strömungsgeschwindigkeit der Luft durch die Röhren wurde mit Hilfe von Wassermanometern in Glaskapillaren gemessen. Die Manometer wurden für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten sorgfältig geeicht, und die zugehörige Kurve wurde aufgezeichnet. Der Fehler bei der Eichung und bei der Ablesung betrug zusammen nicht mehr als 2 v. H.

Die Saugpumpe.

Wir versuchten zuerst eine an die städtische Wasserleitung angeschlossene Filterpumpe, aber der Wasserdruck war ziemlich großen Schwankungen ausgesetzt, und wir waren gezwungen, die Filterpumpe durch eine Ölpumpe mit Motorantrieb zu ersetzen. Durch Einschalten einer großen Flasche zum Ausgleich und eines Quecksilberregulators in das System waren wir imstande, einen beinahe stetigen Luftstrom für jede gewünschte Zeitdauer zu erhalten. Die Strömungsgeschwindigkeit wurde mit Hilfe von Quetschhähnen reguliert, die wir zwischen der Pumpe und den Manometern anbrachten.

Das Elektroskop.

Der Untersuchungsapparat, den wir benutzten, war ein Aluminiumblatt-Elektroskop von Spindler & Hoyer mit daran befestigter Ionisierungskammer. An der einen Kante des Aluminiumblättchens ist in diesen Elektroskopen ein feiner Quarzfaden befestigt, der es ermöglicht, mit Hilfe des Ablesemikroskops sehr genaue Ablesungen zu erhalten. Die Ionisierungskammer war 38 cm lang bei einem Durchmesser von 7,8 cm, was einen Raum von annähernd 1820 cm³ ergibt. Sie war mit einem Einlaß- und einem Auslaßrohr versehen, so daß die Kammer leicht ausgepumpt und mit der emanationshaltigen Luft neu gefüllt werden konnte. Das Elektroskop hatte mit der daran befestigten Ionisierungskammer eine elektrische Kapazität von 8,7 elektrostatischen Einheiten, und das Bereich der 100teiligen Skala erstreckte sich

annähernd von 368 bis 270 Volt. Die Spannung an dem Blättchen war daher ausreichend, um in einer Kammer von der benutzten Größe Sättigungsströme zu erzeugen. Der natürliche Verlust war fast absolut konstant und betrug 0,022 Skalenteile in der Minute.

Die Ionisierungskammer war dauernd durch die eine Öffnung mit einem Quecksilbermanometer und durch die andere Öffnung mit einer Gerykschen Ölpumpe und zwei Aspiratorflaschen verbunden, die alle parallel geschaltet waren, so daß jede von ihnen direkt mit der Kammer in Verbindung gesetzt werden konnte. Zwischen die Pumpe, die Aspiratoren und die Kammer waren zwei Röhren eingeschaltet, von denen die eine $CaCl_2$ und die andere P_2O_5 enthielt, so daß alle in die Kammer übergehende Luft gründlich getrocknet wurde.

Das Verfahren bei der Ausführung der Beobachtungen.

Bei Vergleichsmessungen ist es wesentlich, einen bestimmten Arbeitsgang einzuschlagen und während der ganzen Untersuchung durchgehends beizubehalten. Nach ein paar Vorversuchen nahmen wir folgendes Verfahren zur Aufnahme der Messungen für die angesammelte Emanation an: Die Luftemanationsröhren wurden nebeneinander an den einen Aspirator angeschlossen und auf helle Rotglut erhitzt, und zwar war die Temperatur bei den verschiedenen Bestimmungen praktisch dieselbe, da wir immer gleiche Stromstärken während gleicher Zeiträume durch den elektrischen Ofen schickten. Die Röhren wurden dann rasch, aber gründlich durchspült, bis der Aspirator bis zu einer bestimmten Marke gefüllt war. Die Luft, welche die Emanation enthielt, wurde dann durch die $CaCl_2$- und P_2O_5-Röhren in die Ionisierungskammer eingelassen; dabei achteten wir darauf, daß die Röhren zum Schlusse mit Luft gespült wurden, so daß alle Emanation in die Ionisierungskammer übergeführt wurde. Die Kammer war genügend geräumig hergestellt worden, um alles Gas aufzunehmen, das aus 140 Gramm Kohle ausgetrieben wurde, und noch reichlich Raum für die Spülluft zu bieten. Die Elektroskopablesungen wurden immer praktisch in demselben Teile der Skala vorgenommen; dabei begannen wir mit den Ablesungen möglichst nahezu 30 Minuten nach dem Einlassen der Emanation in die Kammer. Bei diesem Verfahren erzielten wir die Ablesungen immer auf demselben Teile der Kurve für das Abklingen der Radiumemanation, und dadurch wurden die Elektroskopablesungen direkt vergleichbar. Alsdann wurden die Röhren mit der Luftlösung erhitzt und die Radioaktivität des Gases dann in genau derselben Weise gemessen. Dabei wurde in jedem Falle eine Korrektion für das Abklingen der Emanation während des Zeitraumes angebracht, der zwischen dem Sammeln und der Untersuchung des Gases lag.

Bei den Arbeiten auf dem Mount Pauai war die Apparatur und deren Anordnung praktisch eine Wiederholung der in Manila benutzten. Es waren indessen eine oder zwei geringe Änderungen erforderlich. Um einen konstanten Luftstrom in den Röhren mit der Kohle zu erhalten, waren wir gezwungen, die Ölpumpe mit Motorantrieb durch eine Filterpumpe zu ersetzen. Unter einem konstanten Druck von 5 m Wasser setzte uns die Filterpumpe in den Stand, eine Strömung von einem Liter Luft in der Minute zu erhalten. Die größte Schwankung in der Strömungsgeschwindigkeit betrug nach den Angaben empfindlicher Wassermanometer, selbst bei 40stündigem Betrieb, etwas weniger als 1,5 v. H. Der elektrische Röhrenofen, den wir bei unseren ersten Bestimmungen benutzt hatten, wurde durch einen Gebläseofen aus Kohle ersetzt, der es uns ermöglichte, die Röhren mit der Kohle zu heller Rotglut oder, so weit es sich mit dem Auge beurteilen ließ, auf dieselbe Temperatur zu erhitzen, die wir zuvor angewandt hatten. Während unserer ganzen Arbeit wurden die Röhren mit der Kokosnußkohle immer so lange erhitzt, bis praktisch alles erdenkliche Gas ausgetrieben war. Das von einer bestimmten Gewichtsmenge Kohle bei irgendeiner gegebenen Verteilung abgegebene Gasvolumen scheint praktisch konstant zu sein.

Der Gehalt der Atmosphäre an Radiumemanation.

Die Theorie, auf welcher die Berechnungen des Gehaltes der Atmosphäre an Radiumemanation beruhen, ist von verschiedenen Autoren, die den Gegenstand behandelt haben, ausführlich mitgeteilt worden. Sie läßt sich indessen sehr einfach auf die folgende Weise ableiten:

Wenn λ die radioaktive Konstante des Radiums und T die Expositionsdauer darstellt, wird λT die Emanation sein, die von einem Gramm Radium in der Zeit T erzeugt wird.

Wenn wir nun annehmen, daß die Emanation aus der Radiumbromidlösung so schnell beseitigt wird, wie sie gebildet wird, dann wird der Abklingungsfaktor nicht in die Rechnungen eingehen, da die Abklingungsgeschwindigkeit der aus dem Radiumbromid gesammelten Emanation dieselbe ist wie die der aus der Luft stammenden Emanation.

Wenn daher M die Radiummenge ist, die mit der Emanation in einem Kubikmeter freier Luft im radioaktiven Gleichgewicht steht, und

M' die Anzahl von Grammen Radium in der Lösung, dann ist

$$\frac{MV}{M'\lambda T} = \frac{d}{d_1},$$

wo V das Gesamtvolumen der untersuchten Luft, d der Elektroskopausschlag für die Emanation aus V Kubikmetern Luft und d_1 der Elektroskopausschlag für die Emanation aus M' Gramm Radium ist.

Wenn wir die Gleichung nach M auflösen, erhalten wir:

$$M = \frac{M'\lambda T}{V} \cdot \frac{d}{d_1}.$$

Eve gelangt durch ein Verfahren mehr mathematischer Natur zu demselben Ergebnis. Satterly vernachlässigte das Abklingen der Emanation aus der Luft während der Expositionszeit; dadurch kommt ein kleiner Fehler in seine Rechnungen hinein, und zwar ist dieser Fehler bei kurzen Expositionen fast zu vernachlässigen, bei Expositionen von 20 Stunden und darüber aber beträchtlich.

In der vorstehenden Erörterung ist die Annahme gemacht worden, daß vor Beginn einer Bestimmung alle Emanation, die sich zwischen den Bestimmungen in der Vergleichslösung angesammelt hat, beseitigt worden ist, sowie ferner, daß während des Versuches die Emanation ebenso schnell entfernt wird, wie sie gebildet wird. Sowohl Eve als auch Satterly nahmen bei ihren Untersuchungen an, daß dieses Ziel durch Durchperlen von Luft durch die Lösung bei Zimmertemperatur erreicht wurde. Daß diese Annahme nicht völlig berechtigt ist, zeigen Versuche, die wir angestellt haben, und deren Ergebnisse in Tabelle I angegeben sind.

Tabelle I.

Versuchsreihe	Datum	Expositionsdauer in Stunden	Vergleichslösung in Grammen $\times 10^9$	Elektrometerausschlag in Skalenteilen per Minute: für die während der Expositionszeit aus der Lösung angesammelte Emanation	Elektrometerausschlag in Skalenteilen per Minute: auf Grund 20-stündiger Beobachtung für eine Lösung mit $6{,}28 \cdot 10^{-10}$ Gramm Radium abgeleitet	Zustand der Lösung während der Exposition	Verfahren, das angewandt wurde, um die Lösung in den stationären Zustand zu versetzen.
I	28. Okt. 1912	3	3,14	1,063	1,448	siedend	Luft perlte 4 Stunden lang durch kalte Lösung.
	11. Nov. 1912	3	3,14	1,070	1,459		
					Mittel: 1,453		
II	30. Okt. 1912	3	3,14	0,751	1,023	siedend	Luft perlte eine Stunde lang durch siedende Lösung.
	31. „ 1912	3	3,14	0,880	1,201		
	4. Nov. 1912	3	3,14	0,688	0,938		
	6. „ 1912	3	3,14	0,797	1,089		
					Mittel: 1,063		
III	11. „ 1912	5	0,628	0,240	0,960	Zimmertemperatur	Luft perlte eine Stunde lang durch siedende und darauf zwei Stunden lang durch kalte Lösung.
	4. Dez. 1912	5	0,628	0,314	1,256		
	6. „ 1912	5	0,628	0,332	1,328		
	11. „ 1912	5	0,628	0,311	1,244		
	19. „ 1912	5	0,628	0,320	1,280		
	26. „ 1912	5	0,628	0,346	1,384		
	10. Jan. 1913	5	0,628	0,306	1,224		
	3. März 1913	5	0,628	0,333	1,332		
					Mittel: 1,251		
IV	26. Nov. 1912	5	0,628	0,388	1,552	siedend	Luft perlte eine bis anderthalb Stunden lang durch siedende Lösung.
	5. Dez. 1912	5	0,628	0,378	1,512		
	10. „ 1912	5	0,628	0,396	1,584		
	20. „ 1912	5	0,628	0,412	1,648		
	27. „ 1912	5	0,628	0,383	1,532		
	1. Jan. 1913	5	0,628	0,410	1,640		
					Mittel: 1,578		

Daß nicht alle Emanation durch mehrstündiges Durchperlen durch die kalte Lösung entfernt wird, zeigt eine Vergleichung der Ergebnisse in den Versuchsreihen I und II der Tabelle. Die Proben in der Reihe I zeigen die Ergebnisse der Versuche, alle angesammelte Emanation mittels Durchperlens von Luft durch die kalte Lösung auszuziehen, während wir bei den Bestimmungen, deren Ergebnisse in der Reihe II verzeichnet sind, die Luft eine Stunde lang durch die siedende Lösung hindurchperlen ließen. Da das Mittel aus den Ergebnissen der

Reihe I annähernd um 37 v. H. größer ist als das Mittel für die Reihe II, so ist es klar, daß durch das erste Verfahren nicht alle angesammelte Emanation beseitigt wurde. Infolgedessen beseitigten wir bei allen unseren Bestimmungen die angesammelte Emanation dadurch, daß wir Luft eine Stunde lang durch die siedende Lösung und darauf zwei Stunden lang durch die kalte Lösung hindurchperlen ließen.

Es genügt indessen nicht, einfach alle Emanation zu entfernen, ehe man eine Bestimmung beginnt, sondern es ist genau so notwendig, sicher zu sein, daß während einer Exposition die Emanation ebenso schnell entfernt wird, wie sie gebildet wird. Daß dies durch Durchperlenlassen von Luft durch kalte Lösung nicht erreicht wird, geht aus den Ergebnissen unserer Versuche hervor. Infolgedessen muß entweder die Lösung während der Bestimmungen sieden, oder man muß den aus der kalten Lösung beseitigten Bruchteil bestimmen. Da die Untersuchung des Emanationsgehaltes der Luft einen Zeitraum von mehreren Stunden in Anspruch nimmt, ist es unbequem, die Lösung während dieser ganzen Zeit sieden zu lassen, selbst dann, wenn man durch Verwendung von Kondensatoren die Möglichkeit, daß etwas von dem Radium tatsächlich übergeführt würde, gänzlich ausschließen kann. Wir bestimmten deshalb den Bruchteil der gesamten erzeugten Emanationsmenge, der durch das Durchperlen von Luft durch die kalte Lösung beseitigt wird, und erhielten so einen Reduktionsfaktor x, den wir bei unseren Rechnungen benutzten. Die Gleichung für das Äquivalent an Radium der Emanation in einem Kubikmeter Luft wird dann

$$M = \frac{x M' \lambda T}{V} \cdot \frac{d}{d_1}.$$

Den Wert des Faktors x für die während all unserer Bestimmungen herrschenden Bedingungen erhalten wir aus den in den Reihen III und IV der Tabelle mitgeteilten Ergebnissen, und zwar ist er numerisch gleich 0,792.

Die Ergebnisse der Beobachtungen über den Gehalt der Atmosphäre zu Manila an Radiumemanation, die sich über einen Zeitraum von ungefähr acht Monaten erstrecken, sind in Tabelle II angegeben.

Tabelle II.

Datum	Radium in der Vergleichslösung in Grammen $\times 10^9$	Expositionsdauer in Stunden	Elektroskopausschlag in Skalenteilen per Minute für die Emanation in dem untersuchten Volumen Luft	Emanation aus der Vergleichslösung und aus dem gegebenen Volumen Luft	Emanation aus der Vergleichslösung allein	Strömungsgeschwindigkeit der Luft in Litern per Minute	Emanation per Kubikmeter, ausgedrückt durch ihr Äquivalent an Radium in Grammen $\times 10^{12}$
26. Juli 1912	3,14	20	0,139	2,258	2,009	0,33	64,10
3. Aug. 1912	3,14	21	0,110	1,650	1,540	0,33	60,10
12. Sept. 1912	3,14	20	0,450	3,668	3,218	0,33	130,30
18. „ 1912	3,14	20	0,226	3,334	3,108	0,33	67,81
23. „ 1912	3,14	20	0,326	4,932	4,569	0,33	79,60
16. Dez. 1912	0,628	20	0,531	1,285	0,754	0,50	87,60
23. „ 1912	0,628	20	0,774	1,658	0,884	0,50	108,90
2. Jan. 1913	0,628	20	0,526	1,267	0,741	0,50	87,44
8. „ 1913	0,628	20	0,706	1,437	0,731	0,50	120,10
16. „ 1913	0,628	10	0,136	0,533	0,399	0,50	42,37
20. „ 1913	0,628	15	0,804	1,521	0,657	0,50	120,90
22. „ 1913	0,628	5	0,096	0,314	0,218	0,50	54,81
24. „ 1913	0,628	5	0,096	0,319	0,223	0,50	53,54
26. „ 1913	0,628	20,5	0,282	0,982	0,700	0,50	50,25
30. „ 1913	0,628	20	0,285	0,593	0,308	0,50	114,80
4. Febr. 1913	0,628	5	0,053	0,173	0,120	0,50	54,96
10. „ 1913	0,628	20	0,676	1,062	0,546	0,50	154,00
12. „ 1913	0,628	20	0,472	1,354	0,882	0,50	66,54
17. „ 1913	0,628	20	0,581	1,541	0,960	0,50	75,26
11. März 1913	0,628	20	0,491	1,495	1,004	0,50	60,81
18. „ 1913	0,628	15	0,352	1,039	0,687	0,50	63,68
						Mittel:	82,48

Das Mittel aus allen während der Zeit vom Juli bis einschließlich Februar erhaltenen Ergebnissen beträgt $82{,}48 \times 10^{-12}$ Gramm. Dieser Wert ist, wenn wir bei allen Bestimmungen denselben Korrektionsfaktor x anbringen, annähernd gleich dem Wert, den Satterly nach demselben Verfahren für Cambridge, und Ashman nach der Kondensationsmethode für Chicago gefunden

haben, aber beträchlich größer als der, den Eve für Montreal gefunden hat.

Die Ergebnisse der auf dem Mount Pauai vorgenommenen Beobachtungen sind in Tabelle III wiedergegeben.

Tabelle III.

Datum	Expositionsdauer in Stunden	Elektroskopausschlag in Skalenteilen per Minute für die Emanation aus				Radiumemanation per Kubikmeter Luft, ausgedrückt durch ihr Äquivalent an Radium in Grammen $\times 10^{12}$
		dem untersuchten Volumen Luft	der Vergleichslösung und dem gegebenen Volumen Luft	der Vergleichslösung allein	der Vergleichslösung bei 20 stündiger Exposition, multipliziert mit dem Abklingungsfaktor	
23. April 1913	20	0,042	0,455	0,413	0,480	12,65
25. „ 1913	20	0,044	0,513	0,269	0,311	21,13
28. „ 1913	20	0,087	0,462	0,375	0,455	28,84
1. Mai 1913	20	0,070	0,444	0,374	0,434	23,28
3. „ 1913	20	0,087	0,407	0,320	0,372	33,80
4. „ 1913	40	0,045	0,522	0,477	0,321	11,73
6. „ 1913	10	0,035	0,354	0,319	0,686	13,64
7. „ 1913	10	0,051	0,354	0,319	0,686	19,77
8. „ 1913	20	0,028	0,475	0,447	0,518	7,79
10. „ 1913	20	0,073	0,563	0,493	0,572	19,28
						Mittel: 19,18

Durch das Äquivalent an Radium ausgedrückt, ist der Mittelwert aus den zehn Bestimmungen vom Mount Pauai $19{,}18 \times 10^{-12}$ Gramm. Wir haben angenommen, daß der Reduktionsfaktor x für den Mount Pauai denselben Wert hat, wie wir ihn unter identischen Bedingungen in Manila gefunden haben. Die Annahme, daß der Reduktionsfaktor für die beiden Örtlichkeiten derselbe sein wird, mag indessen ungerechtfertigt sein, da sowohl die Lufttemperatur als auch der Atmosphärendruck an den beiden Orten beträchtlich verschieden ist. Die tiefere Temperatur wird den Reduktionsfaktor herabzusetzen streben, während die Druckabnahme vermutlich die entgegengesetzte Wirkung haben wird. Es ist bedauerlich, daß die uns zu Gebote stehende Zeit uns nicht gestattete, irgendwelche Bestimmungen dieses Faktors in der höheren Lage vorzunehmen.

Das Verhältnis zwischen dem Mittelwert des Emanationsgehaltes für Manila und jenem für den Mount Pauai ist, wie man sieht, annähernd 4 : 1. Der für den Mount Pauai erhaltene Höchstwert ist etwas niedriger als der bisher für Manila erhaltene Mindestwert. Da die in der Atmosphäre irgendeiner gegebenen Örtlichkeit enthaltene Radiummenge unzweifelhaft mit der Änderung der meteorologischen Bedingungen zwischen ziemlich weiten Grenzen schwankt, so ist kaum zu erwarten, daß für Beobachtungen, die sich über einen langen Zeitraum erstreckten, dieselbe Beziehung gelten würde. Aber die in der Höhe von 2460 m erhaltenen Werte sind so übereinstimmend niedriger als die in Manila, das praktisch auf Meereshöhe liegt, gefundenen, daß nur geringe Aussicht vorhanden zu sein scheint, zu bezweifeln, daß der Gehalt an Radiumemanation in der größeren Höhe geringer ist.

Das Bereich der Änderungen des Emanationsgehaltes an jeder der beiden Stationen ist annähernd dasselbe, und zwar ist das Verhältnis zwischen dem Höchstwert und dem Mindestwert annähernd 4 : 1. Diese Änderungen stehen ohne Zweifel in enger Beziehung zu den Änderungen der meteorologischen Bedingungen. Eine Vergleichung der vorstehenden Daten über die Emanationsmenge in der Atmosphäre mit den entsprechenden meteorologischen Daten lehrt bündig, daß eine Periode regnerischen Wetters unveränderlich von einer Abnahme des Emanationsgehaltes begleitet ist, während schönes Wetter, das von geringer Windstärke begleitet wird, einen verhältnismäßig hohen Wert liefert. Von hoher Windgeschwindigkeit begleitetes schönes Wetter liefert ebenfalls niedrige Werte für den Emanationsgehalt. Es hat sich ferner ergeben, daß Expositionen bei Tage einen viel kleineren Wert ergeben als die zur Nachtzeit vorgenommenen. Die meisten unserer Beobachtungen gelten indessen für Expositionen von zwanzig Stunden; sie wurden nämlich am Nachmittage begonnen und bis zum folgenden Morgen fortgesetzt. Infolgedessen müssen die für die beiden Örtlichkeiten gewonnenen Ergebnisse direkt vergleichbar sein.

Die Beobachtungen werden in Manila fortgesetzt, zu dem Zwecke, die zwischen den verschiedenen meteorologischen Faktoren und dem

Gehalt der Luft an Radiumemanation bestehenden Beziehungen möglichst vollständig zu bestimmen.

Zusammenfassung.

1. Es wurden nach der Methode der Absorption durch Kokosnußkohle quantitative Bestimmungen der in der Atmosphäre vorhandenen Menge Radiumemanation in Manila, 5 m über dem Meere, und auf dem Mount Pauai, 2460 m über dem Meere, ausgeführt.

2. Der Mittelwert der Emanationsmenge im Kubikmeter Luft, durch ihr Äquivalent an Radium ausgedrückt, wurde für Manila zu $82{,}48 \times 10^{-12}$ Gramm gefunden. Der für den Mount Pauai gefundene Mittelwert ist $19{,}18 \times 10^{-12}$ Gramm. Das Verhältnis des Mittelwertes für Manila zu jenem für den Mount Pauai ist annähernd 4 : 1.

3. Die Emanationsmenge in der Atmosphäre an irgendeinem gegebenen Orte schwankte, wie sich ergeben hat, zwischen ziemlich weiten Grenzen, und zwar steht die Schwankung in enger Beziehung zu der Schwankung der meteorologischen Verhältnisse. Regnerisches Wetter, das von hoher Windgeschwindigkeit begleitet ist, liefert ausnahmslos niedrige Werte, während schönes Wetter mit niedriger Windgeschwindigkeit im allgemeinen verhältnismäßig hohe Werte ergibt. Es hat sich ferner herausgestellt, daß Expositionen bei Nacht viel höhere Werte liefern als Expositionen bei Tage.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. November 1913.)

Über Randwinkel und Ausbreitung von Flüssigkeiten auf festen Körpern.

Von Agnes Pockels.

Einleitung.

Die Beobachtungen, welche hier mitgeteilt werden sollen, stammen in der Hauptsache schon aus den Jahren 1897 und 1898 und wurden damals nicht publiziert, weil die zu verschiedenen Zeiten angestellten Randwinkelmessungen nicht befriedigend übereinstimmten. Ich habe zwar die Ursache dieser Widersprüche seither noch nicht aufklären können, und die Beobachtungen entbehren auch noch immer der erwünschten Vollständigkeit. Da indessen seit den Quinckeschen Beobachtungen von 1877 auf diesem Gebiete überhaupt wenig gearbeitet zu sein scheint und sich noch jetzt über die Benetzbarkeit von Glas durch Wasser so verschiedene Ansichten gegenüberstehen können, wie diejenigen von Lord Rayleigh[1]) und J. Aitken[2]), so dürfte es doch nicht überflüssig sein, die bisher von mir erhaltenen Ergebnisse zusammenzustellen.

Die Grundbedingung für die Brauchbarkeit derartiger Untersuchungen ist die Herstellung vollkommen reiner Oberflächen, und auf diese wurde daher mehr Wert gelegt als auf genaue Winkelmessung. Ehe man an die letztere herangeht, gilt es zunächst festzustellen, ob zwischen dem betreffenden Substanzpaare überhaupt ein Randwinkel existiert oder die Flüssigkeit sich auf dem festen Körper ausbreitet. Um die Oberfläche eines festen Körpers rein zu erhalten, bieten sich außer der von Quincke und Lord Rayleigh angewandten Reinigung durch starke Säuren zwei Wege dar: entweder Neubildung der Oberfläche durch Spaltung, Zertrümmerung oder Abfeilen, oder starke Erhitzung bis zur Rotglut. Die letztere Methode wurde auf Glas und Platina angewandt und soll zunächst beschrieben werden.

Herstellung reiner Oberflächen, Kontrollverfahren und Beobachtungsmethode.

Bei Glas erwiesen sich am geeignetsten Mikroskopdeckgläschen von $^1/_5$ mm Dicke, die ca. 4 Sekunden vertikal in einer Spiritusflamme leicht hin und her bewegt wurden, so daß sie eben anfingen am unteren Rande anzuschmelzen[3]). Bei etwas zu langem Aufenthalt in der Flamme freilich trat sehr leicht eine Verbiegung des Glases ein. Es wurde nur solches Glas zum Glühen benutzt, das bereits vorher dem Aussehen nach vollkommen rein und klar war, was durch wiederholtes festes Abreiben zwischen zwei Fingern mit Wasser und Seife oder auch Schlemmkreide und nachfolgendes Trockenreiben mit einem feinen Leinentuche erreicht wurde.

Vorher wurden auch bereits mit Stücken von Fensterglas ziemlich befriedigende Resultate erreicht, doch war bei diesen wegen der größeren Dicke eine viel längere Erhitzung notwendig, um die organische Verunreinigung der Oberfläche zu zerstören, und dabei zersprangen die Platten in den meisten Fällen.

Ob die Oberfläche eines metallischen oder mineralischen Körpers vollkommen rein oder durch fettige bzw. harzige Substanzen verunreinigt ist, erkennt man am leichtesten und sichersten, indem man den Körper in eine frisch gebildete Wasseroberfläche eintaucht, welche mit Lykopodium, Kohlenpulver oder nach dem Verfahren von H. Devaux[4]) mit Talk bestäubt ist.

1) Nature **86**, 416 u. **90**, 436.
2) Nature **86**, 516 u. **90**, 619.
3) A. Pockels, Naturw. Rundschau 13, 190 und Winkelmanns Handbuch der Physik I, S. 1186.
4) H. Devaux, Journ. d. Phys. II, 639.

Ist der Körper nur im geringsten verunreinigt, so wird der schwimmende Staub beim Eintauchen abgestoßen. Es bildet sich um den festen Körper ein staubfreier Kreis, welche Erscheinung ich früher mit dem Namen „Lösungsstrom" bezeichnet habe[1]), da ich sie der Lösung der verunreinigenden Substanz in der Oberflächenschicht des Wassers zuschreibe. Das Ausbleiben des Lösungsstroms dagegen beweist absolute Reinheit der festen Oberfläche von Fett oder ähnlich wirkenden Substanzen.

Die auf obige Weise gewaschenen und mit Leinen getrockneten Glasplättchen sowie mit weichem Leder abgeriebenes Platinblech gaben nun stets einen starken Lösungsstrom; nach dem Glühen in der Flamme jedoch blieb derselbe vollständig aus.

Die Messung der Randwinkel geschah in folgender Weise. Die Glas- oder Platinplatte wurde auf eine zunächst horizontale Leiste gelegt, die um die Achse eines in Grade geteilten Quadranten drehbar war (eine feinere Teilung wäre zwecklos gewesen, da die aufeinanderfolgenden Beobachtungen doch meistens um einen Grad oder mehr voneinander abwichen). Als Lichtquelle diente eine Kerzenflamme mit horizontalem Spalt davor. Von der zu untersuchenden Flüssigkeit wurde nun ein Tropfen mittels eines durch Glühen gereinigten Drahtes auf die Platte gesetzt und diese solange in horizontaler Lage gelassen, bis die Ausbreitung des Tropfens beendet schien. Bei Wasser ist der richtige Zeitpunkt leider schwer festzustellen, da der Randwinkel hier nicht nur durch die Ausbreitung, sondern auch durch Verdunstung fortwährend verkleinert wird; ich beobachtete die Wassertropfen etwa nach einer halben Minute.

Auge und Lichtquelle wurden zunächst so eingestellt, daß das Bild der letzteren im Tropfen gerade am hinteren Rande desselben erschien, und dann die Leiste vorn so weit gehoben, bis das Spaltbild in der Platte mit demselben Tropfenrande zusammenfiel, indem während der Drehung das Auge mit Hilfe einer Visiervorrichtung in unveränderter Lage erhalten wurde.

Was so gemessen wird, ist der Randwinkel, bei welchem die betreffende Flüssigkeit stehen bleibt, wenn sie auf der Platte vordringt. Außerdem wurde aber stets noch derjenige Randwinkel untersucht, bis zu welchem sich der Tropfen zurückzieht, wenn er gewaltsam (mittels eines Drahtes) zu einer flachen Schicht ausgebreitet wurde.

Bei manchen Flüssigkeiten, wie Benzol, stimmen beide Winkel ganz oder sehr nahe überein. Der Tropfen gleitet dann leicht auf der festen Fläche hin, ähnlich wie Quecksilber auf Glas. Bei anderen Flüssigkeiten wieder, wie Wasser oder Glyzerin, zeigt das Verhalten beim Vordringen und Zurückziehen einen bemerkenswerten Unterschied; dieselben haften oder kleben gewissermaßen an dem festen Körper. Von einem eigentlichen Randwinkel kann man überhaupt nur in solchen Fällen sprechen, wo auch beim Zurückziehen ein solcher hervortritt und somit ein wenn auch nur langsames Gleiten stattfindet.

Beobachtungen an Glas und Platina.

1. Wasser.

Der Randwinkel des Wassers beim Vordringen auf geglühtem und wieder abgekühltem Glas betrug niemals mehr als 2^0, gewöhnlich 1^0, oft schien er gleich Null zu sein. Die Ausbreitung ist jedoch eine begrenzte bei etwas unregelmäßigem Rande. Der Randwinkel beim Zurückziehen ist = 0, d. h. reines Glas ist durch Wasser benetzbar.

Als Beispiele seien einige Messungen des Randwinkels an Glas angeführt. θ_v bedeutet den Randwinkel beim Vordringen, θ_z denjenigen beim Zurückziehen.

Fensterglas.

Ungeglüht	Geglüht
θ_v 27^0, 25^0, 22^0, 27^0	$3—4^0$, $1—2^0$, 0^0, 1^0
θ_z wurde nicht beobachtet	0^0, 0^0, 0^0, 0^0

Deckgläschen.

Ungeglüht	Geglüht
θ_v 33^0, 25^0, 20^0, 24^0	1^0, 1^0, 2^0, $1\frac{1}{2}^0$, 0^0
θ_z 13^0, 10^0, 19^0, 12^0	0^0, 0^0, 0^0, 0^0, 0^0

Hier und bei den meisten anderen Flüssigkeiten sind auch die an nicht erhitzten Platten erhaltenen Winkel mit angeführt, um den Einfluß der Verunreinigung der festen Oberflächen erkennen zu lassen.

Man könnte nun erwarten, daß bei Wasser die Anomalie der Oberflächenspannung (Verminderung derselben durch Verunreinigung) einen beträchtlichen Einfluß auf den Randwinkel hätte, insofern als eine Abnahme der Oberflächenspannung die Ausbreitung befördern müßte. Es wurde daher Sorge getragen, daß die auf die Platte gebrachten Tropfen nur aus Gefäßen entnommen wurden, in welchen die Wasseroberfläche frisch gereinigt war.

Besonders hierüber angestellte Versuche ergaben jedoch bei mäßiger Anomalie kaum einen

1) A. Pockels, Nature **43**, 437; Ann. d. Phys. (4) **8**, 854.

merklichen Einfluß; erst starke Verunreinigung der Tropfenoberfläche durch Ölsäure, Palmitinsäure, Seife oder Mastix brachte einen solchen hervor, und zwar eine Zunahme des Randwinkels. Gereinigtes Provenceröl hatte keine merkliche Wirkung, solange die Wasseroberfläche nicht mit Öl gesättigt war; befanden sich jedoch kleine Öltröpfchen auf derselben, so trat eine ganz andere Erscheinung ein. Der Wassertropfen breitete sich zunächst stark aus, um sich dann sogleich wieder zusammenzuziehen, oder es fand eine verzweigte Ausbreitung statt. Die von dem Tropfen bedeckt gewesenen Stellen der Glasoberfläche erwiesen sich nach dem Zurückziehen als mit Öl verunreinigt; das Öl hatte also das Wasser vom Glase verdrängt.

Beim Behauchen zeigte sich auf geglühten Glasplatten stets ein transparenter, auf ungeglühten ein undurchsichtiger Niederschlag, entsprechend dem verschiedenen Randwinkel, und daß zugleich im ersten Falle der Lösungsstrom fehlte, im letzteren vorhanden war, beweist, daß es sich bei dem Aitkenschen Hauchbildversuch tatsächlich um eine Reinigung des Glases durch das Bestreichen mit der Flamme handelt, wie dies Lord Rayleigh annimmt[1]). Ein weiterer Beweis gegen Aitkens Ansicht liegt noch darin, daß bei gleicher Dauer der Einwirkung der Flamme der Randwinkel bei dünnen Plättchen viel leichter zum Verschwinden gebracht wird als bei dem dickeren Fensterglase, das nicht auf so hohe Temperatur erhitzt wird, während Gase und Staubteilchen doch in beiden Fällen den gleichen Effekt hervorbringen müßten.

Auf frisch geglühtem Platinblech war gleich nach dem Abkühlen der Randwinkel θ_v des Wassers ebenfalls $< 2^0$, meist unmeßbar klein, und beim Zurückziehen $= 0$, während auf ungeglühtem, das mit weichem Leder abgerieben war, $\theta_v = 53-60^0$ und auch θ_z beträchtlich war.

Ein Unterschied gegenüber dem Verhalten auf Glas ist indessen der, daß auf Glas, wenn dasselbe nach dem Glühen an der Luft liegt, der Randwinkel nur langsam wiedererscheint, während er bei Platin viel schneller zunimmt. Nach 5—10 Minuten war hier θ_v schon merklich größer, nach einer halben Stunde schon beträchtlich — θ_z allerdings noch 0 —, ohne daß die Blechplatte beim Eintauchen in die Wasseroberfläche einen Lösungsstrom gegeben hätte. Einige Beobachtungen über den Einfluß der nach dem Glühen verflossenen Zeit auf den Randwinkel beim Vordringen auf Glas seien hier noch angeführt.

1) Nature 86, 416.

Zeit	θ_v
Nach 1/2 Minute	Höchstens 1°, unregelmäßig ausgezackter Rand
Nach 10 Minuten	ebenso
Nach 3 Stunden	3°, 4°
Nach 24 Stunden	$3^1/_2{}^0$, 5°

2. Glyzerin.

Dasselbe verhält sich gegen Glas und Platin ähnlich wie Wasser; reine Oberflächen sind durch dasselbe benetzbar, von verunreinigten zieht es sich zurück. Nur sind die Winkel im allgemeinen größer als bei Wasser und wegen der großen Viskosität die Einstellung auf den definitiven Wert langsamer, so daß zwischen dem Aufsetzen des Tropfens und der Ablesung mindestens 1/4 Stunde verstreichen mußte.

	Glas		Platin
	ungeglüht	geglüht	geglüht
θ_v	27°, 26°	6°, 5°, 4°	21°, 18°, 18°
θ_z	8°, 9°	0°, 0°, 0°	0°, 0°, 0°

3. Weingeist, Terpentinöl, Petroleum[1]).

Diese Flüssigkeiten breiten sich auf reinen Glas- und Platinflächen unbegrenzt aus bis zur Erzeugung von Farben dünner Blättchen. Auf ungeglühten Platten fand ebenfalls in keinem Falle ein Zurückziehen statt; beim Vordringen wurde jedoch folgendes beobachtet.

Ungeglühtes Glas, θ_v.

Weingeist	0°, unregelmäßige Ausbreitung
Terpentinöl	0°, " "
Petroleum	5°, 4°, 8°, 10°

Ungeglühtes Platin, θ_v.

Weingeist	13°, 20°
Terpentinöl	begrenzte Ausbreitung bei unregelmäßigem Rande
Petroleum	15°, 20°

4. Benzol, Äthyläther, Schwefelkohlenstoff.

Der Randwinkel dieser Flüssigkeiten stellt sich sehr schnell auf seinen definitiven Wert ein, er ist daher beim Zurückziehen ebenso groß oder beinahe so groß als beim Vordringen, und die Tropfen gleiten auf der festen Fläche hin, ohne sie zu benetzen.

1) Das benutzte Petroleum war bestgereinigtes, im Handel als „Kaiseröl" bezeichnetes, das sich auf Wasser nicht ausbreitet, sondern linsenförmig stehen bleibt. Vgl. Wied. Ann. 67, 674.

Glas.

Flüssigkeit	Ungeglüht	Geglüht
Benzol θ_v . .	10—15°	6° konst.
θ_z . .	9—11°	6° konst.
Äther θ_v . .		5—8°
θ_z . .		5—8°
CS_2 θ_v . . .	20°	11—14°
θ_z . . .	11°	11° konst.

Beim Äther verbreitete sich um den eigentlichen Tropfen noch eine dünne Schicht, während der Randwinkel des ersteren von 5° auf 8° stieg. Benzol hatte auf geglühtem Glas einen ganz konstanten Wihkel (in der Tabelle ist es jedesmal durch „konst." bemerkt, wenn alle Beobachtungen den gleichen Winkel ergaben); als ich jedoch die Beobachtungen ein Jahr später wiederholte, betrug derselbe 9°, obgleich auch hier wieder alle Beobachtungen unter sich übereinstimmten und die Temperatur dieselbe war. Vielleicht könnte dies auf eine Verschiedenheit der Glassorte zurückzuführen sein.

Platina.

Flüssigkeit	Ungeglüht	Geglüht
Benzol θ_v . .	10°, 8°, 10°, 8°	$4\frac{1}{2}$°, 5°, 4°, $3\frac{1}{2}$°, 4°
θ_z . .	4°, 5°	ebenso
Äther θ_v . . .		5—10°
θ_z . . .		5—10°
CS_2 θ_v . . .	10°, 10°	6—$7\frac{1}{2}$°
θ_z . . .		6—$7\frac{1}{2}$°

Die Winkel von Äther und Schwefelkohlenstoff auf Platin konnten teils wegen der raschen Verdunstung, teils wegen der zu großen Beweglichkeit der Tropfen, welche bei der Drehung der Platte sofort bergab liefen, nur annähernd geschätzt werden.

Es sei hier noch eine Erscheinung erwähnt, welche nur auf sehr reinen Oberflächen zu beobachten ist. Benetzt man eine geglühte Glas- oder Platinplatte teilweise mit Wasser und nähert derselben einen an einem Drahte hängenden Weingeisttropfen, so zieht sich die Wasserschicht zu einem Tropfen zusammen und wird, wenn man den Weingeisttropfen bewegt, scheinbar von diesem abgestoßen. Auch Benzol und Äther bringen durch die von ihnen ausgehenden Dämpfe eine mehr oder weniger vollständige Verdrängung des Wassers hervor. Wie weit nun der eigene Randwinkel des Benzols und anderer flüchtiger Flüssigkeiten durch diesen Dampfstrom bedingt ist, muß zunächst dahingestellt bleiben.

5. Öl, Ölsäure.

Die Beobachtungen an diesen Flüssigkeiten wurden wegen der langsamen Einstellung des definitiven Randwinkels eine Stunde nach dem Aufsetzen bzw. Ausbreiten des Tropfens gemacht. Das als gereinigtes Provenceröl bezeichnete Öl ist solches, welches durch wiederholtes Ausschütteln mit Alkohol soweit von freier Fettsäure befreit war, daß es sich auf reiner Wasseroberfläche nicht ausbreitete[1]).

Glas.

Flüssigkeit		Ungeglüht	Geglüht
Gewöhnl. Provencer-öl	θ_v		$33\frac{1}{2}$°, 32°, $33\frac{1}{2}$°
	θ_z		18°, 16°, 21°
Gereinigt. Provencer-öl	θ_v	33°, 27°, 30°	$27\frac{1}{2}$°, $28\frac{1}{2}$°, 29°, 27°
	θ_z	24°, $19\frac{1}{2}$°, 22°	24°, 25°, 27°, $25\frac{1}{2}$°
Ölsäure θ_v . .		29°, 29°, 28°	33°, 30°, 29°, 29°
θ_z . .		25°, 29°, 24°	26°, 27°, 27°, $28\frac{1}{2}$°

Platin, geglüht.

Gereinigtes Provenceröl	θ_v	25°, 27°
	θ_z	13°, 16°
Ölsäure θ_v		25°, 24°
θ_z		18°, 13°

Während bei fast allen Flüssigkeiten das Glühen θ_v und θ_z einander näher bringt, war die Reinheit der Platte, wie man sieht, bei Öl und Ölsäure nicht von Bedeutung. Dagegen machte die Reinigung des Öls von freien Fettsäuren dasselbe wesentlich beweglicher, so daß man den Tropfen langsam über die Platte hingleiten lassen konnte, während er bei ungereinigtem Öl stark an derselben haftete.

Der besseren Übersicht wegen mögen die für geglühtes Glas und Platin gefundenen Mittelwerte in Graden nochmals in einer Tabelle zusammengestellt werden. Zur Berechnung derselben sind zum Teil noch mehr als die oben angeführten Beobachtungen verwendet worden.

Flüssigkeit	Glas		Platin	
	θ_v	θ_z	θ_v	θ_z
Wasser	< 1	0	< 1	0
Glyzerin	5	0	19	0
Gereinigtes Öl	28	25,3	26	14,5
Ungereinigtes Öl . . .	33	18,7		
Ölsäure	30,25	17,12	24,5	15,5
Terpentinöl	0	0	0	0
Petroleum	0	0	0	0
Weingeist	0	0	0	0
Äther	5	5	$7\frac{1}{2}$?	$7\frac{1}{2}$?
Benzol	6	6	4,1	4,1
Schwefelkohlenstoff . .	12,7	11	7	7

Bei Benzol auf Glas wurde der zuerst bestimmte kleinere Wert genommen; da dieser mit der auch für die übrigen Flüssigkeiten benutzten Glassorte erhalten war.

1) A. Pockels, Nature 50, 223; Wied. Ann. 67, 671.

Es ist wohl anzunehmen, daß außer den wenigen von mir bisher untersuchten Flüssigkeiten noch viele andere, besonders organische Stoffe an Glas ausgesprochene Randwinkel haben werden, und es leuchtet ein, daß diese bei Bestimmungen der Oberflächenspannung aus Steighöhen berücksichtigt werden müssen. Bei Wasser und wässerigen Lösungen darf man wohl, wenn die Kapillarröhre frisch ausgezogen oder gut gereinigt ist, von ihrer Benetzbarkeit überzeugt sein, doch Benzol und Ölsäure zum Beispiel werden gerade ein sehr reines Glasrohr von vornherein nicht benetzen, und es ist auch sehr fraglich, ob sich in allen Fällen durch längere Berührungsdauer oder Einreiben mit der Flüssigkeit eine Benetzung herbeiführen läßt. Für jede neue Flüssigkeit, deren Steighöhe man messen will, müßte daher zunächst der Randwinkel θ_z an Glas bestimmt werden, wovon ich bei den umfangreichen Beobachtungen von Walden und Swinne[1]) und anderen neueren Messungen nichts erwähnt finde.

Beobachtungen an anderen festen Stoffen.

Um noch andere Metalle außer Platina in den Bereich der Untersuchung zu ziehen, wurden Zink- und Kupferstreifen, bei denen selbstverständlich das Erhitzungsverfahren nicht anwendbar ist, durch Abfeilen von der alten Oberflächenschicht befreit. Hierzu durfte jedoch keine neue, noch ungebrauchte Feile genommen werden, sondern nur eine solche, die auf demselben Material schon längere Zeit abgebraucht war, da man sonst keine reine Oberfläche erhält. Das Prüfungsmittel für die Reinheit war auch hier der Lösungsstrom; doch brauchten nicht die Metallstreifen selbst eingetaucht, sondern nur die zuletzt erhaltenen Feilspäne auf eine reine Wasseroberfläche gestreut zu werden. Sinkt der Feilstaub sofort unter, so ist seine Oberfläche und somit auch diejenige der abgefeilten Platte rein; im anderen Falle schwimmen die Metallteilchen eine Zeitlang und stoßen sich vermöge ihrer Lösungsströme ab.

Die Randwinkel konnten auf den Kupfer- und Zinkstreifen nur angenähert ermittelt werden, denn infolge der Feilstriche erschien das Spaltbild ganz unscharf; doch wurde auf Polieren der Platte verzichtet, da bei allen Polierverfahren eine Verunreinigung schwer zu vermeiden ist. Folgendes sind die Resultate an den reinsten Oberflächen, welche ich durch Abfeilen erhalten konnte, in Graden.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **82**, 271, 1912 und **79**, 703, 1911.

Wasser auf Zink.

Zeit	θ_e	Mittel	θ_z
Sogleich nach dem Feilen .	0, 0, 4, 0, 5, 3, 0, 0, 3, 3	1,8°	0°
Nach einigen Minuten . .	6, 8	7°	0°
Nach ½ Std.	9, 10, 20, 18, 13, 10, 11, 10, 9	12,2°	0°
Nach mehreren Stunden	Im ersten Augenblick nach dem Aufsetzen über 30°, etwas später: 17, 14, 17, 14, 16, 15, 13, 20	15,7°	0°

Wasser auf Kupfer.

Zeit	θ_e	Mittel	θ_z
Sogleich nach dem Feilen . .	2, 3, 4, 0, 4, 1, 3, 3, 0, 0 5, 0, 0, 3, 3, 2	2,1°	0°
Nach ¼ Stunde	20, 10, 15	15°	0°
Nach ½ Stunde	20, 25, 30, 25	25°	0°
Nach 1½ bis 2 Stunden . . .	über 30	> 30°	0°
Auf oxydiertem Kupfer	ca. 45	45°	0°

Die oxydierte Kupferplatte war durch Erhitzung in einer Alkoholflamme bis zum Anlaufen gleich nach dem Abfeilen hergestellt.

Wie man sieht, sind frisch abgefeiltes Zink und Kupfer durch Wasser benetzbar ($\theta_z = 0$) und bleiben dies auch noch nach Stunden, während θ_e, gerade wie bei geglühtem Platin, mit der Zeit rasch zunimmt. Diese, wie es scheint, besonders bei Metallen auftretende und schon von Quincke[1]) festgestellte schnelle Zunahme des Randwinkels beim Vordringen kann nicht wohl durch Verunreinigung mit festen oder flüssigen Substanzen verursacht sein, da sich diese erst nach viel längerer Zeit wieder einstellt. Es dürften hier vielleicht Schichten adsorbierter Gase eine Rolle spielen, wie dies bereits Waidele[2]) 1843 zur Erklärung der Moserschen Hauchbilder angenommen hatte.

Es mögen noch die Ergebnisse mit einigen anderen Flüssigkeiten folgen.

Flüssigkeit	Zink θ_e	Zink θ_z	Kupfer θ_e	Kupfer θ_z
Benzol	3°	> 0°	0°	0°
Alkohol	breiten sich aus		breiten sich aus	
Petroleum				
Öl	11.5°	11,7°	14°	0°

Von Zink zogen sich Benzol- und Öltropfen zurück, von Kupfer nicht. Die Ölwerte sind Mittel aus je 4 bis 8 Beobachtungen.

1) Wied. Ann. **2**, 161, 1877.
2) Pogg. Ann. **59**, 255, 1843.

Einige Beobachtungen wurden auch an glatten Bruchflächen von Anthrazitkohle und westfälischer Steinkohle gemacht. Weingeist und Petroleum breiteten sich auf beiden Kohlenarten aus; mit Terpentinöl und Benzin wurde an westfälischer Kohle dasselbe beobachtet. Auch für Benzol war der Randwinkel $\theta_z = 0$. Bei Öl war $\theta_z = 0$, θ_v beinahe aber nicht ganz 0, bei Wasser dagegen der Randwinkel beim Vordringen stets sehr groß und auch beim Zurückziehen > 0, so daß, besonders auf ganz frischen Bruchflächen, ein langsames Gleiten der Tropfen beobachtet werden konnte. Wasser verhält sich auf Kohle somit ähnlich wie auf verunreinigten Glasoberflächen.

Über den Randwinkel von gesättigten Lösungen an Kristallen der gelösten Salze wurde eine besondere Untersuchung ausgeführt, deren Ergebnisse seinerzeit veröffentlicht worden sind[1]). Sowohl Bruch- und Spaltflächen als frisch gebildete Kristallflächen von Steinsalz und Alaun waren stets durch die gesättigte Lösung des betreffenden Salzes benetzbar und θ_v meist gleich Null oder doch sehr klein, und es möge hier noch hinzugefügt werden, daß reines Wasser sich auf diesen und anderen löslichen Stoffen, wie Soda, Zucker, Borax, ebenfalls bis zum Verschwinden des Randwinkels ausbreitet und in den meisten Fällen rascher und energischer als die Lösung. Doch dürften im allgemeinen nur solche lösliche Stoffe durch das Lösungsmittel benetzt werden, welche die Oberflächenspannung des letzteren erhöhen; Kampfer und Salizylsäure zum Beispiel, welche die normale Oberflächenspannung des Wassers erniedrigen, werden von demselben nicht benetzt.

Von besonderem Interesse ist das Verhalten der Flüssigkeiten gegen Eis im Vergleich mit demjenigen auf Wasser. Daß Eis durch Wasser benetzbar ist, lehrt die alltägliche Erfahrung. Um auch θ_v zu untersuchen, wurden teils Bruchflächen eines zerschlagenen Eisblocks benutzt, teils reine, rasch erstarrte Wasseroberflächen. Sollten Winkel gemessen werden, so wurde, um eine ebene spiegelnde Fläche zu erhalten, in folgender Weise verfahren.

Ein flaches Messinggefäß wurde bis zum Rande mit Wasser gefüllt, die Oberfläche des letzteren durch Überlaufen gereinigt, darauf eine gut benetzte Glas- oder Messingplatte gelegt und, nachdem diese festgefroren, sie in der Hand solange wieder erwärmt, bis sie sich abschieben ließ. Dann wurde das Eis nochmals dem Froste ausgesetzt und dann im Goniometer Wasser von 0° darauf gebracht.

Sowohl auf diesen Flächen als auf Bruchflächen war der Randwinkel beim Vordringen sehr klein, wenn die Wassertropfen eine Temperatur nahe an 0° und das Eis eine wenig unter 0° liegende hatten. Den Randwinkel ganz zum Verschwinden zu bringen, wie auf Glas, gelang jedoch nicht, und wenn die Eisstücke sehr kalt waren, erreichte er Werte bis zu 10°.

Mit anderen Flüssigkeiten wurde, meist auf Bruchflächen, folgendes beobachtet:

Äthylalkohol breitet sich rasch aus, indem er das Eis auflöst.

Äthyläther breitet sich aus (auf erstarrten Wasseroberflächen war nur $\theta_z = 0$).

Benzin (Benzol erstarrt natürlich sogleich) breitet sich zu Farben aus, wie auf flüssigem Wasser.

Reines Petroleum (das auf Wasser linsenförmig stehen bleibt) breitet sich weder aus noch zieht es sich zurück, was man als „neutrales Verhalten" bezeichnen kann. War dasselbe durch Harz oder anderweitig verunreinigt, so breitete es sich manchmal aus (ebenso wie auf Wasser).

Schwefelkohlenstoff (erstarrte Wasseroberfläche) verhielt sich neutral. (Auf Wasser Linsen).

Terpentinöl (erstarrte Wasseroberfläche) breitet sich langsam aus (auf Wasser zu Farben).

Gereinigtes Provenceröl (beide Methoden) breitet sich nicht aus und zieht sich nach gewaltsamer Ausbreitung langsam zurück. Randwinkel unregelmäßig.

Ungereinigtes Provenceröl, das sich auf Wasser zu Farben ausbreitet, verhielt sich ebenso (erstarrte Wasseroberfläche).

Ölsäure (Bruchflächen) zieht sich rascher zurück.

Theoretische Folgerungen.

Wenn, wie aus dem neutralen Verhalten des Wassers auf Eis zu schließen ist, der Aggregatzustand auf die Adhäsion keinen wesentlichen Einfluß hat, so ist es theoretisch verständlich, daß die meisten Flüssigkeiten sich auf Eis analog verhalten als auf Wasser. Bei Öl und Ölsäure indessen findet scheinbar eine Abweichung statt. Dieselben breiten sich zwar, wenn sie sehr rein sind, auf reiner Wasseroberfläche auch nicht oder nur vorübergehend aus; sie würden sich jedoch ausbreiten, wenn die Wasseroberfläche in der Umgebung des Tropfens normal bleiben könnte. Nur dadurch, daß sich um den aufgesetzten Öltropfen sofort eine „unsichtbare Ölschicht" (Lösungsstrom) verbreitet, welche die Oberflächenspannung um 18 Proz. erniedrigt, wird die Ausbreitung des Tropfens selbst verhindert.

Da nun auf Eis weder ein Lösungsstrom noch die rasche Verbreitung einer monomole-

1) Naturwiss. Rundsch. 14, 383, 1899.

kularen Ölschicht denkbar ist, die Eisoberfläche in der Umgebung des Tropfens vielmehr jedenfalls unverändert bleibt, so müßte man hier eine Ausbreitung des ganzen Öltropfens erwarten, welche jedoch nicht erfolgt.

Die Bedingung für die Ausbreitung einer Flüssigkeit (2) auf einer anderen (1) ist:

$$\gamma_1 > \gamma_2 + [\gamma_1' + \gamma_2' - 2\alpha],$$

wo γ_1, γ_2 die Oberflächenspannungen der freien Oberflächen, γ_1', γ_2' diejenigen der an die andere Flüssigkeit grenzenden Oberflächen sind, und 2α die Arbeit, welche von der gegenseitigen Adhäsion bei Vergrößerung der Grenzfläche um die Einheit geleistet wird[1]). Der Ausdruck in Klammern ist die totale Spannung der Grenzfläche. γ_2' ist, wenn (2) eine ölartige Flüssigkeit ist, gleich γ_2 zu setzen; ist auch $\gamma_1' = \gamma_1$, so vereinfacht sich die Ausbreitungsbedingung zu

$$2\alpha > 2\gamma_2,$$

oder in Worten: die Adhäsion muß größer sein als die Kohäsion des aufgesetzten Tropfens, wenn dieser sich auf der unteren Flüssigkeit ausbreiten soll. Ist umgekehrt die Kohäsion größer, so schwimmt der Tropfen mit Randwinkel, und $\alpha = \gamma_2$ bedeutet, daß sich derselbe bis zu unmerklichem Randwinkel verflacht, ohne sich jedoch über die ganze Fläche auszubreiten.

Für feste Unterlagen, wo γ_1 und $\gamma_1' = 0$ sind, gilt selbstverständlich auch diese einfache Beziehung[2]).

Für gereinigtes Öl auf Eis folgt also aus dem Zurückziehen des Tropfens $\gamma_2 > \alpha$, und dasselbe würde für Öl auf Wasser gelten, falls nicht der Aggregatzustand einen beträchtlichen Einfluß auf die wechselseitige Molekularattraktion zwischen den beiden Stoffen hat, was nicht wahrscheinlich ist.

Fällt nun ein Tropfen gereinigtes Provenceröl auf eine nicht zu große reine Wasseroberfläche, so wird in seiner Umgebung γ_1 sofort gleich 6,24 mg/mm oder 0,82 der normalen Oberflächenspannung des Wassers, und der Öltropfen bleibt linsenförmig liegen. Er beginnt aber sofort sich auszubreiten, sobald durch rasche Ausdehnung der Oberfläche die Spannung derselben etwas über 6,24, etwa auf 6,5 mg/mm erhöht wird. In diesem Augenblicke ist

$$\gamma_1 = \gamma_2 + [\gamma_1' + \gamma_2' - 2\alpha]$$

oder

$$\gamma_1 - \gamma_1' = 2\gamma_2 - 2\alpha.$$

1) Die von Lord Rayleigh in der Abhandlung „On the theory of surface forces" Phil. Mag. 1890, Oktober u. November, S. 462, mit $2T_{12}$ bezeichnete Energiegröße.

2) Man spricht zwar in gewissem Sinne auch von einer Oberflächenspannung fester Körper, doch da dieselbe sich nicht durch wirkliche Verkleinerung der Oberfläche betätigen kann, so kommt sie für die Ausbreitung eines auf der starren Fläche ruhenden Tropfens nicht in Betracht.

Schließt man nun aus der Nichtausbreitung des Öls auf Eis, daß die rechte Seite positiv ist, so muß es die linke auch sein, also $\gamma_1' < 6{,}5$ mg/mm, d. h. man muß die Oberflächenspannung des Wassers unterhalb des Öltropfens ebenso klein (ebenso stark anomal) annehmen als neben dem Tropfen. Die früher von mir gemachten Beobachtungen über die mit der Zeit abnehmende Grenzflächenspannung Öl—Wasser[1]) wären dann so zu deuten, daß die sogleich nach dem Aufgießen des Öls gemessene Grenzflächenspannung bereits eine anomale ist, die dann durch die Wirkung von Nebenbestandteilen des Öls allmählich noch weiter erniedrigt wird.

Nach der von mir aufgestellten Hypothese, wonach Öle und viele andere sonst in Wasser unlösliche Stoffe sich bis zu einer gewissen Sättigungskonzentration in der Oberflächenschicht lösen und hierdurch die Oberflächenspannung erniedrigen, ist es ja eigentlich selbstverständlich, daß diese Lösung nicht nur in der Umgebung eines schwimmenden Tropfens, sondern auch unterhalb desselben vor sich geht und jede einen Öltropfen berührende Wasseroberfläche sofort mit Öl gesättigt ist. Führt man dagegen, wie W. B. Hardy[2]), H. Devaux[3]) und andere Physiker die Verminderung der Oberflächenspannung des Wassers auf die Ausbreitung unsichtbarer zusammenhängender Ölschichten zurück, so dürfte es schwierig sein, die Anomalie der Grenzfläche zu erklären. Man kann sich doch nicht vorstellen, daß unter der dicken Ölschicht noch eine besondere dünne von demselben Öl auf dem Wasser ruht! Es bleibt dann eben nur die Annahme übrig, daß die Adhäsion zwischen Öl und Wasser beträchtlich größer ist als diejenige zwischen Öl und Eis.

Wo ein bestimmter Randwinkel vorhanden ist, berechnet sich die einfache Adhäsion α aus

$$\alpha = \frac{\gamma(1 + \cos\theta)}{2}.$$

Dieselbe wäre also zum Beispiel

für Benzol—Glas

$$\frac{3{,}3\,(1+\cos 6^0)}{2} = \frac{3{,}3 \cdot 1{,}9945}{2} = 3{,}29 \frac{\text{mg}}{\text{mm}} = 32{,}2 \frac{\text{dyne}}{\text{cm}}$$

für Äthyläther—Glas

$$\frac{2{,}1\,(1+\cos 5^0)}{2} = 2{,}09 \frac{\text{mg}}{\text{mm}} \text{ oder } 20{,}5 \frac{\text{dyne}}{\text{cm}}$$

1) A. Pockels, Wied. Ann. 67, 668, 1899.
2) W. B. Hardy, Proc. Roy. Soc. (A) 86, 610, 1912.
3) H. Devaux, Journ. de Phys. 11, 699, 1912.

für Schwefelkohlenstoff—Glas

$$\frac{3{,}8\,(1+\cos 12^0)}{2} = 3{,}75\ \frac{\text{mg}}{\text{mm}} \text{ oder } 36{,}7\ \frac{\text{dyne}}{\text{cm}},$$

für Öl—Glas

$$\frac{3{,}66\,(1+\cos 26{,}6^0)}{2} = 3{,}47\ \frac{\text{mg}}{\text{mm}} \text{ oder } 34\ \frac{\text{dyne}}{\text{cm}}.$$

Hierbei sind die von mir selbst bei einer Temperatur von ungefähr 10° durch das Abreißgewicht von Blechringen bestimmten Werte von γ zugrunde gelegt; für kleinere γ wird natürlich auch α entsprechend kleiner.

Übersicht der Hauptergebnisse über Benetzbarkeit.

Wasser benetzt: Eis, Glas, Metalle, lösliche Salze, welche seine Oberflächenspannung erhöhen, und überhaupt die meisten anorganischen Stoffe;
bildet Randwinkel an: Kohle, festem Benzol, Fetten, Harzen und vielen anderen organischen Substanzen.

Glyzerin benetzt: Glas, Platin.

Olivenöl benetzt: Kohle, Kupfer;
bildet Randwinkel an: Eis, Glas, Platin, Zink.

Ölsäure bildet Randwinkel an: Eis, Glas, Platin.

Benzol benetzt: Kohle, Kupfer;
bildet Randwinkel an: Glas, Zink, Platin.

Benzin, Petroleum, Terpentinöl benetzen Eis, Glas, Platin, Kohle.

Schwefelkohlenstoff benetzt Eis;
bildet Randwinkel an: Glas, Platin.

Äthyläther benetzt: Eis, Kohle;
bildet Randwinkel an: Glas, Platin.

Alkohol benetzt: Eis, Glas, Platin, Zink, Kupfer, Kohle.

Es wäre zu wünschen, daß diese noch sehr unvollständige Untersuchung bald auf möglichst viele Flüssigkeiten und feste Körper ausgedehnt würde. Dies selbst zu tun, wird mir indessen wohl in den nächsten Jahren nicht gestattet sein.

(Eingegangen 7. November 1913.)

Über eine ponderomotorische Wirkung der elektromagnetischen Welle.

Von K. Schaposchnikow.

In dieser Mitteilung möchte ich auf die folgende ponderomotorische Wirkung der elektromagnetischen Welle aufmerksam machen: die Welle, den aktiven absorbierenden Körper passierend, bestrebt sich diesen Körper um die Achse, die dem Strahle parallel gerichtet ist, zu drehen. Diese mechanische Drehung ist der elektromagnetischen Drehung der Polarisationsebene immer entgegengesetzt gerichtet.

Denken wir uns ein Elektron (oder Ion), das eine erzwungene Schwingung unter dem Einfluß der elektrischen Kraft (X, Y, Z) der elektromagnetischen Welle vollzieht. Wenn seine Verschiebung aus der Gleichgewichtslage ξ, η, ζ ist, entsteht ein auf das Elektron wirkendes Drehmoment:

$$\mathfrak{m}_x = e(\eta \cdot Z - \zeta \cdot Y),\ \mathfrak{m}_y = e(\zeta \cdot X - \xi \cdot Z),$$
$$\mathfrak{m}_z = e(\xi \cdot Y - \eta \cdot X),$$

wobei e die Ladung des Elektrons ist. Wenn in der Volumeneinheit N Elektronen mit den Ladungen $e_1, e_2 \ldots$ vorhanden sind und die entsprechende Verschiebungen derselben (ξ_1, η_1, ζ_1), $(\xi_2, \eta_2, \zeta_2) \ldots$ sind, so drückt sich das Drehmoment der Volumeneinheit folgendermaßen aus:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{M}_x = rZ - sY,\ \mathfrak{M}_y = sX - pZ, \\ \mathfrak{M}_z = pY - rX, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

dabei sind

$$p = \sum_1^N e_i\xi_i,\ r = \sum_1^N e_i\eta_i,\ s = \sum_1^N e_i\zeta_i$$

die Komponenten der elektrischen Polarisation des Dielektrikums. P. Drude[1]) hat gezeigt, daß man die Theorie der Drehung der Polarisationsebene in aktiven isotropen Körpern befriedigend entwickeln kann, wenn die folgenden Größen für ξ, η, ζ angenommen werden:

$$\xi = \frac{1}{4\pi}\left\{\alpha X + \beta\left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right)\right\},$$
$$\eta = \frac{1}{4\pi}\left\{\alpha Y + \beta\left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}\right)\right\},$$
$$\zeta = \frac{1}{4\pi}\left\{\alpha Z + \beta\left(\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}\right)\right\},$$

wo α und β zwei Koeffizienten sind, die von der Wellenlänge des betrachteten Strahles abhängen. Summiert man die verschiedenen ξ, η, ζ in der Volumeneinheit, so ergibt sich für die elektrische Polarisation des Dielektrikums:

$$\left.\begin{aligned} p = \frac{1}{4\pi}\left\{\varepsilon X + f\left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right)\right\}, \\ r = \frac{1}{4\pi}\left\{\varepsilon X + f\left(\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}\right)\right\}, \\ s = \frac{1}{4\pi}\left\{\varepsilon Z + f\left(\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}\right)\right\}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wobei $\varepsilon = \sum_1^N e_i\alpha_i$, $f = \sum_1^N e_i\beta_i$. Die Größen p, r, s in (1) eingesetzt, erhält man das gesuchte ponderomotorische Drehmoment.

Um näher auf diesen Fall einzugehen, be-

1) P. Drude, Göttinger Nachr. 1904, Heft 1; Lehrbuch d. Optik, S. 389, 1906.

trachten wir eine planparallele Schicht des aktiven Körpers, auf den, senkrecht zu dessen Oberfläche, die ebene elektromagnetische Welle fällt. Nimmt man die z-Achse parallel der Fortpflanzungsrichtung, so ergibt sich aus (2)

$$p = \frac{1}{4\pi}\left(\varepsilon X + f\frac{\partial Y}{\partial z}\right),\quad r = \frac{1}{4\pi}\left(\varepsilon Y - f\frac{\partial X}{\partial z}\right),\quad s = 0.$$

Aus (1) folgt daher:

$$\mathfrak{M}_x = \mathfrak{M}_y = 0,\quad \mathfrak{M}_z = f\cdot\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{X^2+Y^2}{4\pi}\right).$$

Für den mittleren Wert pro Periode der Lichtwelle erhält man:

$$M = \frac{1}{T}\int_0^T \mathfrak{M}_z\,dt = f\frac{dw}{dz}, \qquad (3)$$

wo $w = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{X^2+Y^2}{4\pi}\,dt$ der mittleren Energiedichte im Vakuum gleich ist. Die gefundene Größe M stellt das mittlere Drehmoment, das auf die Volumeneinheit des aktiven Körpers wirkt, dar. In den durchsichtigen Körpern ist die Funktion w von z unabhängig, daher $M = 0$, d. h. kein ponderomotorisches Drehmoment vorhanden. In dem absorbierenden Körper ist dagegen $\frac{dw}{dz}$ von Null verschieden. Um den Sinn dieses Drehmomentes zu bestimmen, beachten wir, daß $\frac{dw}{dz}$ immer negativ, der Koeffizient f entweder positiv oder negativ ist, je nachdem die positive oder negative Drehung der Polarisationsebene vor sich geht. Wir sind nun zu dem Resultate gekommen, daß die mechanische Drehung der Drehung der Polarisationsebene immer entgegengesetzt gerichtet ist.

Die Konstante f (reine Zahl) ist in folgender Weise mit dem Winkel α der Drehung der Polarisationsebene pro Längeneinheit verknüpft[1]):

$$f = \frac{\lambda^2}{4\pi^2}\cdot\alpha, \qquad (4)$$

wo λ die Wellenlänge des betrachteten Strahles ist.

Aus der Theorie[2]) und dem Versuch[3]) folgt, daß die Größe α für das Absorptionsgebiet des Spektrums stark zunimmt. Die Vergrößerung des zweiten Faktors der Gleichung (3) bedingt daher die Vergrößerung des ersten.

Die Größe f kann aus der Gleichung (4) berechnet werden. Für die perpendikulär ihrer Symmetrieachse abgeschliffene Quarzplatte beträgt α nach Angaben von Gumlich für das gelbe Licht ($\lambda = 0{,}0006$ mm) $21{,}7^0$ pro 1 mm. In diesem Fall ergibt sich:

$$f = 3\cdot 10^{-9}.$$

Dazu ist zu bemerken, daß Quarz in gelbem Lichte durchsichtig ist und eine verhältnismäßig kleine Polarisationsdrehung hat. Nimmt man dagegen die elektromagnetische Welle im Absorptionsgebiet, so muß die Größe f noch etwas zunehmen, was aus den Beobachtungsdaten von Gumlich auch zu ersehen ist.

Moskau, November 1913.

(Eingegangen 11. November 1913.)

1) P. Drude, Lehrbuch d. Optik, S. 400.
2) P. Drude, Lehrbuch d. Optik, S. 404.
3) J. Becquerel, C. R. **147**, 1281, 1908; L. H. Siertsema, Proc. Amst. **4**, 339, 1901.

Stroboskopische Methode zur Demonstration bzw. Messung geringerer Schlüpfung.

Von H. Starke.

Vor einer Reihe von Jahren habe ich in dieser Zeitschrift eine Anzahl von Demonstrationsversuchen beschrieben[1]), die stroboskopisch Phasendifferenzen von Wechselströmen im direkten Winkelmaß einem größeren Auditorium sichtbar zu machen erlauben. An der Achse des Wechselstromgenerators oder eines durch ihn betriebenen kleinen Synchronmotors wird eine runde schwarze Pappscheibe von ca. 20 cm Durchmesser befestigt, auf welcher ein schmaler radialer Streifen weißen Papiers aufgeklebt ist. Kontinuierlich beleuchtet, erscheint die rotierende Scheibe gleichmäßig weiß. Geschieht die Belichtung aber durch intermittierende Lichtblitze, welche im Tempo des Wechselstroms derart erfolgen, daß stets nach Ablauf einer vollen Periode ein neuer Blitz erscheint, so sieht man den weißen Radius unverändert an einer Stelle feststehen. Die taktmäßige Beleuchtung geschieht leicht durch Entladungsfunken einer Leidener Flasche, die an einen durch den Generator betriebenen Funkeninduktor geschaltet ist. Man sieht hierbei, da bei jeder halben Periode ein Funke auftritt, die schwarze Scheibe von einem weißen Durchmesser durchzogen, der je nach der Phase des Funkens eine verschiedene Lage hat. So sieht man den Durchmesser in drei um 120^0 auseinanderliegenden Richtungen, wenn man den Beleuchtungsfunken nacheinander mit den drei Phasen einer Drehstrommaschine erregt, man sieht den Durchmesser bei plötzlichen Belastungen der Maschine oder des Synchronmotors pendeln u. a. m.

Man kann mit dieser Methode auch die Schlüpfung eines asynchronen Motors sehr gut sichtbar machen. Befestigt man die Pappscheibe

1) Diese Zeitschr. **8**, 402, 1907.

an der Achse eines solchen, so sieht man bei Leerlauf den Durchmesser sich langsam mit einer der Schlüpfung entsprechenden Geschwindigkeit drehen. Bei Belastung des Motors erhöht sich die Geschwindigkeit dieser Drehung.

Wie ich inzwischen ersehen habe, ist diese Methode zur Schlüpfungsmessung bereits im Jahre 1896 von Herrn C. Michalke[1]) in der Elektrotechnischen Zeitschrift beschrieben worden. Als Beleuchtungsquelle wurde von ihm eine Wechselstrombogenlampe verwendet. Wenn damit auch das Prinzip der Methode also als bekannt anzusehen ist, so möchte ich doch hier den Hinweis mir erlauben, daß die Funkenbeleuchtung die Erscheinung zu einer viel schöneren macht, weil der radiale Streifen wegen der Kürze der Belichtungsdauer absolut scharf erscheint, während er im Wechselstrombogenlicht natürlich nur als verwaschenes Gebilde auftritt.

Für subjektive Beobachtung ist wegen des geringeren Strombedarfs anstatt der Funkenbeleuchtung noch vorzuziehen das direkte stroboskopische Anvisieren der rotierenden Pappscheibe durch eine zweite an einem kleinen Synchronmotor befestigte Scheibe, die nahe ihrem Umfang einen 1—2 cm weiten Ausschnitt hat. Der radiale Streifen erscheint auch hierbei sehr scharf und stillstehend oder drehend, je nachdem er durch einen synchronen oder asynchronen Motor angetrieben wird. Vor dem Projektionsapparat ist dies natürlich auch objektiv einem größeren Auditorium zu zeigen.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1913.

(Eingegangen 5. November 1913.)

1) C. Michalke, Elektrotechn. Zeitschr. **17**, 462, 1896.

VORTRÄGE UND REDEN.

Über die Brechung des Lichts beim Durchlaufen wirbelnder Gasmassen und über Sonnenflecken[1]).

Von W. H. Julius.

(Mit Tafel I.)

Die einfachen Versuche, die ich Ihnen vorzeigen möchte, beziehen sich auf eine im Jahre 1909 von mir vorgeschlagene Hypothese zur Erklärung der Lichtverteilung in Sonnenflecken und mehrerer Eigentümlichkeiten des Fleckenspektrums[2]). Neues auf physikalischem Gebiete zu bringen, beanspruchen diese Versuche nicht; sie sollen nur dazu dienen, die genannte Hypothese zu erläutern.

Der Grund aber, aus dem ich es wage Ihre Aufmerksamkeit heute wiederum auf dieses Prinzip der Strahlenkrümmung und der Dispersion zu lenken, ist ziemlich neu. Es scheint mir nämlich auf Grund der jüngsten Fortschritte der Sonnenforschung möglich, zu beweisen, daß Strahlenkrümmungen von einer Größenordnung, wie bei der optischen Erklärung der Sonnenflecken vorausgesetzt wird, in der Sonne tatsächlich vorkommen können und müssen.

Diese Beweisführung hier vorzutragen und Ihrer geschätzten Kritik zu unterbreiten, würde zu viel von der kostbaren Zeit unseres Kongresses in Anspruch nehmen. Gestatten Sie mir also, für die erforderliche Begründung gewisser Voraussetzungen auf eine Arbeit hinzuweisen, welche im Septemberheft des Astrophysical Journal[1]) erscheinen wird. Der Redaktion dieser Zeitschrift spreche ich meinen verbindlichsten Dank dafür aus, daß sie es mir ermöglicht hat, schon jetzt eine Anzahl Sonderabdrucke der betreffenden Abhandlung hier zur Verfügung zu stellen.

Auf Grund verschiedener darin diskutierter Beobachtungsergebnisse setzen wir demnach folgendes voraus:

1. Die Photosphäre ist keine Wolkenschicht; die Sonnenmaterie ist gasig durchsichtig bis tief unter dem photosphärischen Niveau.

2. In dieser Gaskugel nimmt die Dichte von außen nach innen viel langsamer zu, als es der Fall sein würde, wenn auf der Sonne die allgemeine Gravitation die einzige radial wirkende Kraft wäre.

3. Die optische Dichte des Gasgemisches ist nach allen Richtungen hin sehr veränderlich wegen lokaler Verschiedenheiten der Temperatur, der Zusammensetzung und des Druckes. Die durchschnittliche Größe der unregelmäßigen Dichtigkeitsgradienten nimmt in den sichtbaren Schichten von außen nach dem Innern zu.

4. Der Sonnenrand entspricht dem Niveau, wo der mittlere Krümmungsradius horizontaler

1) Vortrag mit Demonstrationen, gehalten am 4. August 1913 während der fünften Tagung der internationalen Union für Sonnenforschung zu Bonn.

2) Diese Zeitschr. **11**, 56, 1910; Proc. Roy. Acad. Amsterdam **12**, 266, 1909.

1) „On the interpretation of photospheric phenomena." Astroph. Journ. **38**, 129, 1913.

Lichtstrahlen in den unregelmäßigen Dichtigkeitsanordnungen ungefähr so groß ist, wie der Radius jenes Niveaus. Nur durch den Umstand, daß dort die optische Bildung des Sonnenrandes erfolgt, hebt sich jene Kugelfläche, welche man als „Sonnenoberfläche" oder „Photosphäre" anzudeuten pflegt, unter den übrigen Niveaus hervor. Durch irgendwelche Diskontinuität in den physikalischen oder chemischen Eigenschaften der Sonnenmaterie ist sie nicht gekennzeichnet.

Es sei PP' (Fig. 1) ein Teil der photosphärischen Kugelfläche, CC' ein so tief liegendes Niveau, daß dort die Materie weißes Licht ausstrahlt. Ein Punkt M in der Nähe von PP' erhält durchschnittlich aus den verschiedenen Richtungen so viel Licht einer bestimmten Wellenlänge, als durch die radii vectores der betreffenden „Bestrahlungsfläche" dargestellt wird[1]).

Die eigentümliche Lichtverteilung in dem Bilde eines typischen Sonnenfleckens kann nun folgendermaßen entstehen.

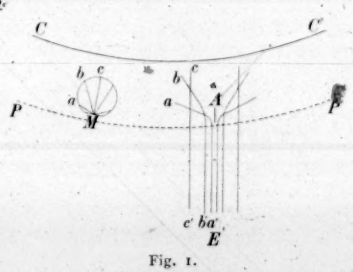


Fig. 1.

Es befinde sich irgendwo unterhalb dem Niveau PP' ein Gebiet, wo die optische Dichte ein Minimum ist und nach allen Seiten hin mit abnehmendem Gradienten wächst. (Der Fall würde z. B. eintreten, wenn das Gasgemisch um eine Achse A wirbelte.) Ob die Gradienten der optischen Dichte von Differenzen der Temperatur, der Zusammensetzung oder des Druckes herrühren, tut nichts zur Sache.

Wir fragen uns zunächst, wo die verschiedenen Lichtstrahlen herkommen, die parallel einer bestimmten Richtung AE das betrachtete Gebiet verlassen und die Erde treffen. Am stärksten abgelenkt wurden die aus den innersten Teilen des Gebietes austretenden Strahlen, wie aa', weil in der Nähe von der Achse die Gradienten am steilsten sind. Wegen ihrer schiefen Einfallrichtung haben diese Strahlen geringe Intensität; sie entsprechen dem Kernschatten. Weniger abgelenkt sind die etwas weiter von der Wirbelachse austretenden Strahlen, wie bb'; ihre Intensität ist um so größer, je kleiner ihre Ablenkung; sie bilden den Halbschatten. Strahlen cc' endlich, die unabgelenkt an dem Wirbelgebiete vorbeigingen, besitzen die durchschnittliche, ihrer Austrittsrichtung entsprechende Intensität des Photosphärenlichtes[1]).

Wir wollen nun einen Luftwirbel mit nach außen abnehmendem Dichtegradienten experimentell hervorrufen, und zunächst zeigen, daß in ihm die Lichtstrahlen tatsächlich nach obigem Schema gebogen werden, d. h. um so stärker, je näher sie an der Wirbelachse vorbeigehen.

In diesem zylindrischen Messinggefäß (ZZ' Fig. 2) von 18 cm Durchmesser und ungefähr gleicher Länge, dessen Endflächen von zwei (mittels Ringen und Bolzen aufgeklemmten) 4 mm dicken Spiegelglasplatten gebildet werden, entsteht der Luftwirbel dadurch, daß mittels einer Gaedeschen Kapselpumpe Luft nahe tangential eingeblasen wird und nur genau in der Achse entweichen kann durch zwei in den Zentren der beiden Glasscheiben eingebohrte Löcher von 1,2 mm Durchmesser. Auf dem Wege zwischen Kapselpumpe und Zylinder durchströmt die Luft eine große (etwa 25 Liter fassende) Flasche, die den doppelten Zweck erfüllt, das Ausfließen gleichmäßiger zu machen und, indem ihr Boden mit einer Schicht konzentrierter Schwefelsäure bedeckt ist, die Luft zu trocknen. Der Luftstrom tritt sodann in eine an den Zylinder seiner ganzen Länge nach angelötete Kammer k und von dort durch einen langen Spalt mit tangential gerichteten Wänden (wie in Fig. 3 im Querschnitt angedeutet) in den Zylinder. Ein Überdruck im Zylinder von 26 bis 28 cm Quecksilber zeigte sich als zweckmäßig.

Das Bild des Kraters einer Bogenlampe wird mittels einer (in Fig. 2 nicht dargestellten) Kondensorlinse auf die kleine kreisrunde Öffnung in der Blende P projiziert. Die achromatische Linse L_1 bildet diese Öffnung ab in der Ebene Q, wo sich eine Irisblende befindet. Dahinter ist ein Projektionssystem L_2 auf-

1) Man vergleiche diese Zeitschr. **12**, 677, 1911 oder Handwörterbuch der Naturwissenschaften VII, 830.

1) Dies ist in der Hauptsache die früher (l. c.) gegebene Erklärung der Sonnenflecken. Ein Unterschied zwischen den damaligen und den jetzigen Vorstellungen besteht nur darin, daß ich damals nur die Strahlenbrechung in Gebieten außerhalb der Photosphäre berücksichtigte, während die späteren Untersuchungen uns gestatten, jetzt die optisch wirksamsten Wirbelgebiete an Stellen unterhalb der photosphärischen Fläche zu verlegen.

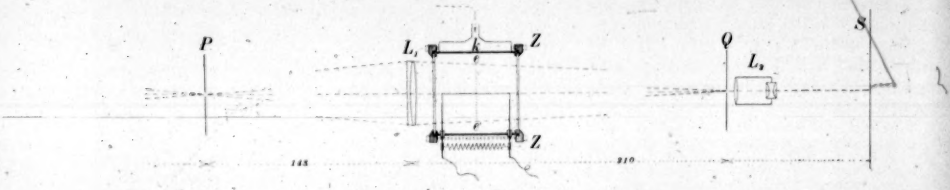


Fig. 2.

gestellt, das auf den Schirm S ein vergrößertes Bild von der Ebene ee' entwirft.

Findet im Zylinder Z keine Ablenkung der Lichtstrahlen statt, so vereinigt die Linse L_1 das ganze sie treffende Lichtbündel in ein scharfes Bildchen der Öffnung; das Bild des Kreises ee' erscheint auf dem Schirm S in gleichförmiger Helligkeit, auch wenn man das Irisdiaphragma Q den kleinen Lichtfleck eng umschließen läßt.

Anders gestaltet sich die Sache, wenn sich im Zylinder Gradienten der optischen Dichte vorfinden. Lichtstrahlen, die darin eine Ablenkung erfahren, gehen nicht mehr durch

Fig. 3.

die Öffnung der Irisblende Q, so daß den Punkten, wo sie ee' passierten, im Bilde auf S dunkle Stellen entsprechen müssen.

In der Achse eines Wirbels ist der Druck ein Minimum; der Druckgradient nimmt nach außen ab. Das entsprechende Dichtigkeitsminimum ist aber unter den Bedingungen unseres Versuches so unbedeutend und die Dichtegradienten sind so klein, daß die Lichtstrahlen, die das Gas nur auf eine Strecke von 18 cm senkrecht zu den Gradienten durchsetzen, eine merkbare Ablenkung nicht erfahren[1]).

Wir wollen deshalb auf andere Weise ein viel tieferes Minimum der Dichte in der Wirbelachse erzeugen.

Zwischen den zugeschärften Enden zweier vertikal durch die Zylinderwand geführten starken Messingdrähte ist, gerade in der Wirbelachse, ein 16 cm langer, 0,25 mm dicker Platindraht ausgespannt. Da die Messingdrähte mittels Kautschukpfropfen in die Wand befestigt sind, kann man während des Versuchs ihre Enden bequem von außen her in jede gewünschte Stellung bringen. So wird z. B. der Platindraht fortwährend in gespanntem Zustande erhalten dadurch, daß die nach außen hervorragenden Enden der Messingdrähte mittels einer Spiralfeder zueinander hingezogen werden. Außerdem wirkt auf jeden Messingdraht eine Spiralfeder in einer zur Wirbelachse senkrechten Ebene; ihr wird durch eine Stellschraube entgegengearbeitet[1]), so daß man imstande ist, die beiden Enden des Platindrahtes beliebig einzustellen. Da die Messingdrähte elektrisch isoliert sein sollten, sind sie zum Teil mit Glasröhrchen umgeben, an denen die genannten mechanischen Verbindungen angreifen.

Wir schicken nun einen Strom von etwa 4 Ampere durch den Platindraht. Sogleich bilden sich die Dichtegradienten aus, und auf dem Schirm S erscheint ein kreisförmiger, tiefschwarzer Fleck (Fig. 5[2])).

Die peripheren Teile des Flecks werden durch das Fehlen der nur wenig abgelenkten Lichtstrahlen gebildet; denn sobald wir letzteren den Durchtritt gestatten, indem wir die Öffnung der Irisblende ein wenig größer als das Bildchen der Öffnung P machen, wird der schwarze Kreis kleiner. Er schrumpft immer mehr zusammen, je weiter wir die Irisblende Q öffnen, um schließlich in dem Mittelpunkte zu verschwinden, falls die Öffnung des projizierenden Linsensystems L_2 groß genug ist, um auch die am stärksten abgelenkten (aus dem Wirbelkern kommenden) Strahlen noch aufzunehmen.

Die charakteristische Lichtverteilung eines typischen Sonnenfleckens zeigt unser Fleck

1) Zwischen der Luft im Zylinder und der Außenluft muß natürlich irgendwo ein merklicher Dichtegradient bestehen. Er befindet sich fast ganz in dem kleinen Bohrloch, und da seine Hauptrichtung mit der Richtung der Lichtstrahlen zusammenfällt, findet keine Brechung statt.

1) Diese Spiralfeder und Stellschrauben sind in der Figur nicht dargestellt.

2) Die Figuren 5—10 befinden sich auf Tafel I.

noch nicht. Er ist gleichmäßig schwarz und ziemlich scharf begrenzt (siehe die photographische Aufnahme Fig. 5) ohne richtigen Halbschatten.

Das rührt daher, daß wir unserer Lichtquelle eine Haupteigenschaft der Sonne noch nicht beigelegt haben, nämlich die Eigenschaft, aus verschiedenen Richtungen verschieden starke Strahlung in das Wirbelgebiet hineinzusenden.

Denn in unserem Versuche wird der Sonnenkern durch die Linse L_1 vertreten, und von dieser sandte, da die Öffnung P sehr klein war, jeder Punkt nur „einen einzigen Strahl" (d. h. ein sehr enges Bündel) durch den Wirbelraum. Jedem Punkt der Kreisebene ee' war also auch nur ein Strahl zugeordnet; sobald dieser Strahl abgelenkt wurde und also die Öffnung Q nicht traf, erschien der betreffende Punkt dunkel. (Eine so enge Einschränkung der Bündel war nötig, damit auch die schwachen Richtungsänderungen der Lichtstrahlen in den äußeren Teilen des Wirbelgebietes sich noch kräftig bemerkbar machen sollten.)

Nun müssen wir aber beachten, daß die Analogie mit der Sonne erfordert, jedem Punkte der Ebene ee' mehrere Lichtstrahlen zuzuordnen, die je nach ihrer Richtung verschiedene Intensität besitzen sollen. Da wir aber in dem Versuchswirbel überhaupt nur über kleine Ablenkungen der Strahlen verfügen, dürfen die zu benutzenden Einfallsrichtungen nur wenig verschieden sein.

Wir ersetzen also die kleine Öffnung P durch eine größere von etwa 1 cm Durchmesser und schließen diese mit einem photographisch präparierten Glasscheibchen gleicher Größe, das in der Mitte vollkommen durchsichtig ist, nach dem Rande hin aber immer weniger Licht hindurchläßt (Fig. 4)[1]. Die Öffnung der Blende Q bleibt klein.

Die im Zylinder nicht abgelenkten Strahlen, welche Q durchsetzen, kommen aus dem Zentrum c (Fig. 4) von P und haben deshalb volle Intensität; es sind das alle Strahlen, die ee' außerhalb des Wirbelgebiets passierten. Jetzt kann aber auch abgelenktes Licht durch Q den Schirm S erreichen, nämlich die von der schwächer leuchtenden Zone b der Öffnung P herrührenden Strahlen; sie sind durch die äußeren Schichten des Wirbelgebiets gegangen und erzeugen auf dem Schirm das Licht der Penumbra (Fig. 6). Aus den inneren Teilen des Wirbelgebiets endlich würden nur solche Strahlen das Loch Q durchsetzen können, die aus einer Zone a der Öffnung P stammten. Wenn aber a schon außerhalb des Randes der Lichtquelle liegt, gibt es solche Strahlen nicht; das Innere des Wirbelgebiets erscheint also als schwarze Umbra im Bilde.

Die Grenze zwischen Umbra und Penumbra ist ziemlich scharf, denn sie entspricht dem Rande des Sonnenbildes; in der Penumbra muß die Lichtstärke nach außen hin zunehmen, wie aus ihrer Entstehungsweise ersichtlich; die äußere Begrenzung der Penumbra schließlich ist bedingt durch die Lage des äußersten merklichen Gradienten.

Verschiebt man die Öffnung P ein wenig in ihrer Ebene, so daß ein Punkt der Zone b auf die optische Achse unserer Aufstellung kommt und die Beleuchtung des Wirbelgebiets also unsymmetrisch wird, so verringert sich die mittlere Intensität des Bildes von ee' auf dem Schirm, und neben dem Flecken, der seine Gestalt einigermaßen ändert, erscheint ein Gebiet in der ursprünglichen, größeren Helligkeit, das sich also als „Facula" hervorhebt (siehe Fig. 7). Jetzt gibt es nämlich abgelenkte Strahlen, welche die unabgelenkten an Helligkeit übertreffen. Offenbar entspricht dieser Versuch dem Falle eines Sonnenfleckens, der sich exzentrisch auf der Scheibe befindet[1]).

Unser Apparat eignet sich zur Vorführung weiterer Experimente, die zum Teil nur physikalisches, zum Teil auch astrophysikalisches Interesse haben.

Zunächst wollen wir das photographisch präparierte Glasschirmchen in P wieder durch die kleine Öffnung ersetzen, d. h. wir beschränken die Beleuchtung auf das Mittelbündel größter Intensität.

Stellt man jetzt in Q eine Spiegelglasplatte mit einem aufgeklebten undurchsichtigen Scheibchen von solcher Größe, daß es das Bildchen der Öffnung P gerade auffängt, so zeigt das Bild von ee' den Wirbel als hellen Fleck auf dunklem Grunde: wir haben es in diesem Falle bloß mit einer Anwendung der Töplerschen Schlierenmethode zu tun.

Nun entfernen wir die Glasplatte mit dem Scheibchen und benutzen, wie anfangs, die Irisblende Q mit kleiner Öffnung. Außerdem wird in P wiederum das Glasschirmchen verschiedener Durchlässigkeit eingesetzt.

Unser Wirbelapparat ist um eine zentrale, vertikale Achse drehbar. Bringen wir ihn lang-

1) Die Verteilung der Durchsichtigkeit ist so gewählt, daß in dem vorliegenden Fall der kleinen Ablenkungswinkel eine möglichst gute Übereinstimmung erzielt wurde mit dem für große Ablenkungswinkel geltenden Gesetze, nach welchem die Beleuchtung eines Punktes M der wirklichen Photosphäre von der Richtung abhängt (vgl. Fig. 1).

1) Man vergleiche diese Zeitschr. 11, 64, 1910.

sam in solche Stellungen, daß die Wirbelachse immer größere Winkel mit der optischen Achse der Aufstellung bildet, so verkleinert sich der vertikale Durchmesser des schwarzen Flecks, während sein horizontaler Durchmesser wächst; das Gebilde erscheint allmählich weniger dunkel; es hellt sich besonders in der Mitte auf, wo das verkürzte Bild des Platindrahtes sichtbar wird[1]). Je weiter man die Drehung fortsetzt, desto weniger ausgeprägt zeigt sich der das Bild des Platindrahtes umhüllende dunkle Wulst (siehe die Fig. 8 und 9), was natürlich davon herrührt, daß die Lichtstrahlen immer kürzere Wege durch die Dichtigkeitsgradienten zurücklegen. (Entsprechend müssen auch die Sichtbarkeitsbedingungen eines Sonnenfleckens um so weniger günstig sein, je größer der Winkel zwischen der Gesichtslinie und der Längenachse des Gebiets minimaler Dichte ist.)

Wenn man den Apparat ziemlich schnell um die vertikale Achse hin und her bewegt, sieht man sehr schön, wie der Wirbel wegen der Trägheit der Luftmasse gestört wird, und sich nach Beendigung der Bewegung rasch wiederherstellt.

Auch kann man mittels des Apparates leicht die optischen Effekte studieren, die das Hinzutreten eines Gases von anderer brechenden Kraft hervorruft. Es ist zu dem Zwecke ein enges Glasrohr r (Fig. 3) mittels eines Kautschukpfropfens beweglich durch die Zylinderwand geführt, so daß man in der Lage ist, auf beliebige Stellen des Luftwirbels einen Kohlensäurestrom einwirken zu lassen. Der Strom stört den Wirbel mehr oder weniger, wird dann in ihn aufgenommen und mitgerissen. Die Gradienten der optischen Dichte, welche jetzt den verwickelten Strahlenlauf beherrschen (Fig. 10), rühren zum Teil von Temperaturdifferenzen, zum Teil von Verschiedenheiten in der Zusammensetzung des Gasgemisches her.

Selbstverständlich erhebt sich die Frage, ob die Bedingungen unserer Versuche derart seien, daß eine direkte Anwendung der Ergebnisse auf Sonnenphänomene gestattet ist. Dabei dürfte dann vielleicht zunächst das Bedenken hervortreten, man brauche, um einen wirklichen Sonnenflecken zu beobachten, nicht, wie bei dem Versuche, eine Irisblende mit enger Öffnung vor das Fernrohrobjektiv zu stellen. Der Einwand verschwindet aber sofort, wenn man beachtet, daß jedes denkbare Objektiv, und wenn sein Durchmesser mehrere Kilometer betrüge, für die Verhältnisse des Sonnenphänomens als sehr enge Öffnung gelten muß; denn man kann ruhig behaupten, daß von den verschieden gerichteten Strahlenbündeln, die aus dem Sonnenwirbel hervortreten, nur ein einziges das Fernrohrobjektiv trifft.

Eine zweite mögliche Einwendung wäre, daß zwar die besondere Einrichtung des Experiments, wobei das Glasschirmchen verschiedener Durchlässigkeit als Lichtquelle diente, einen Fleck mit Umbra und Penumbra auf den Schirm erscheinen ließ, daß aber die analoge Erklärung der Lichtverteilung in wirklichen Sonnenflecken eine viel stärkere Ablenkung der Lichtstrahlen, als im Versuche eintrat, voraussetzt. Man könne nun daran zweifeln, ob es möglich sei, daß in einem gasigen Medium die Richtung eines Lichtstrahls sich sogar um 90° ändert.

Dieser Zweifel wird sich stark vermindern, sobald man auf die große Ausdehnung der in Betracht kommenden Gasmassen Rücksicht nimmt. Auch ein schwach gekrümmter Lichtstrahl kann aus seiner ursprünglichen Richtung ganz bedeutend abgelenkt werden, wenn sich die Krümmung nur auf genügend lange Strecken in gleichem Sinne fortsetzt. Es kommt dabei nur auf die richtige Konfiguration der Dichteverteilung an; die Niveauflächen der Dichte sollen nämlich dem Verlaufe des Lichtstrahls auf lange Strecken so ungefähr folgen. Bei ganz unregelmäßiger Verteilung der Dichte wird dieser Fall natürlich kaum eintreten. Nur wenn durch irgendeine Ursache eine gewisse Regelmäßigkeit in der Anordnung der Materie geschaffen wurde — wie z. B. durch die gesetzmäßige Bewegung in einem Wirbelgebiete — können sich Stellen in dem Gase vorfinden, wo auf genügend langem Wege die Lichtstrahlen fortwährend in demselben Sinne gekrümmt werden. Nur dann ergeben sich die in unserer Fleckentheorie vorausgesetzten großen Ablenkungswinkel.

Damit ein Wirbelgebiet auf der Sonne als Sonnenflecken in die Erscheinung tritt, muß also noch eine gewisse Beziehung bestehen zwischen der Steilheit der Dichtegradienten (wovon die Krümmung der Lichtstrahlen abhängt) und der Ausdehnung des Gebiets (wodurch die Krümmung der Dichteniveaus bestimmt wird). Das Gebiet könnte zu klein, aber auch zu groß sein, um sich als Flecken zu zeigen. Bekanntlich gibt es in der Tat mehrere Andeutungen, welche die Existenz „unsichtbarer Flecken" vermuten lassen; man denke

1) Die bei der Drehung erfolgende Schiefstellung der zwei dicken Glasplatten verursacht eine Verschiebung des Bildes von P auf Q. Man muß also Q ein wenig verrücken, um die kleine Öffnung zentrisch im Bilde des Glasschirmchens zu behalten.

an die sogenannten verschleierten Flecken, an magnetische Felder außerhalb Sonnenflecken, an die Beziehungen zwischen Erdmagnetismus und Sonnenerscheinungen, usw.

Die Frage, ob unsere Versuchsergebnisse ohne weiteres zur Erklärung von Sonnenfleckenerscheinungen angewendet werden dürfen, muß zweifellos bejaht werden, insofern ein wesentlicher Unterschied zwischen den in Betracht kommenden Bedingungen der beiden Fälle nicht hervortritt.

Zum Schlusse seien noch zwei wichtige Themata kurz berührt, die aus dem hier vertretenen Gesichtspunkte später eingehender untersucht werden sollen: die unsymmetrische Fleckenverteilung und das Fleckenspektrum.

Im Jahre 1907 gelangte Mrs. Maunder[1]) auf Grund einer vielseitigen statistischen Bearbeitung der Greenwichscher Sonnenfleckenbeobachtungen aus dem Zeitintervall 1889 bis 1901 zu dem merkwürdigen Ergebnis, daß die gesamte Ausdehnung, und in höherem Maße noch die Anzahl der Sonnenflecken, auf der östlichen Sonnenhälfte entschieden größer als auf der westlichen sei. Es sah also aus, als ob die Erde einen ganz ausgesprochenen Einfluß auf die Fleckenverteilung ausübe, während man eine ähnliche Wirkung der anderen Planeten vergeblich suchte. Dieses Resultat war höchst wunderbar.

Schuster[2]) zeigte nun bereits, daß wegen der Rotation eine Bevorzugung der östlichen Sonnenhälfte über die westliche aus einer symmetrisch wirkenden Ursache hervorgehen könnte. Man brauche nämlich nur anzunehmen, jeder Sonnenflecken sei ein Gebilde, dessen wirkliche Größe allmählich wächst und schwindet, dessen Sichtbarkeit aber von der Mitte der Scheibe zum Rande hin abnimmt (abgesehen natürlich von der schon gehörig berücksichtigten perspektivischen Verkürzung), so veranlaßt die Rotation der Sonne eine ostwestliche Unsymmetrie zugunsten der östlichen Hälfte. (Den Beweis sehe man a. a. O.)

Unsere Fleckentheorie liefert nun sofort den Grund für die von Schuster vorausgesetzte, aber nicht weiter motivierte Sichtbarkeitszunahme eines Fleckens nach der Scheibenmitte hin. Wenn die Hauptrichtungen der Wirbelachsen meistens nur kleine Winkel mit den Sonnenradien bilden, wird die durchschnittliche Ablenkung derjenigen Lichtstrahlen, welche nach Austritt aus den Wirbelgebieten auf die Erde gerichtet sind, um so größer sein, und werden also die Flecken um so augenfälliger hervortreten, je dichter sich die Gebiete beim Zentrum der Scheibe befinden. (Vgl. oben S. 51, 2. Spalte.)

Obwohl durch die Schustersche Betrachtung viel von der sonst rätselhaften ost-westlichen Unsymmetrie der Fleckenverteilung aufgeklärt wird, so weisen doch gewisse Eigentümlichkeiten der von Mrs. Maunder erhaltenen Resultate darauf hin, daß die von Schuster gegebene Erklärung nicht ausreicht. Ich werde das an anderer Stelle des näheren ausführen und zeigen, daß nach weiteren Ursachen der Ungleichheit in dem Aussehen von Ost- und Westhälfte der Sonne gesucht werden muß. Dafür spricht auch das Ergebnis von Protuberanzenbeobachtungen. Evershed[1]) hat nämlich die durchschnittliche Ausdehnung und Häufigkeit der Protuberanzen an dem östlichen Sonnenrand größer als an dem westlichen gefunden.

Eine solche weitere Ursache der Unsymmetrie ergibt sich nun aus der folgenden Überlegung.

Wenn in der Tat sowohl das Leuchten der Protuberanzen als die Dunkelheit der Sonnenflecken Brechungseffekte sind, die um so stärker ausfallen, je kleiner der Winkel zwischen dem Visionsradius und der Längsachse der Gebiete minimaler (oder maximaler) optischer Dichte ist, so muß eine ost-westliche Unsymmetrie folgendermaßen entstehen. Aus Spektralbeobachtungen haben Deslandres, Adams, Pérot u. a. den Schluß gezogen, daß bei der Achsendrehung der Sonne die oberen Schichten den unteren voraneilen. Wenn das richtig ist, müssen sich die Wirbelachsen derart schief gegen die Meridianebenen stellen, daß sie in der östlichen Sonnenhälfte durchschnittlich kleinere Winkel mit dem Visionsradius bilden als in der westlichen Sonnenhälfte. Demzufolge sind dann die Erscheinungsbedingungen der Flecken und der Protuberanzen in der östlichen Hälfte günstiger als in der westlichen Hälfte.

Das zweite wichtige Thema, auf das wir hier nur flüchtig hinweisen können, betrifft die Eigentümlichkeiten des Sonnenfleckenspektrums.

Wenn man die obigen Ausführungen durch Berücksichtigung der anomalen Dispersion vervollständigt[2]) so stellen sich mehrere Eigenschaften von Linien des Fleckenspektrums als unmittelbare Folgen der Strahlenbrechung dar.

1) Maunder, Monthly Notices Roy. Astr. Soc. **67**, 451, 1907.
2) Schuster, Proc. Roy. Soc. (A) **85**, 309, 1911.

1) Nature **91**, 281, May 15, 1913.
2) Diese Ergänzung scheint mir sehr wesentlich. Ich halte es sogar für möglich, daß die Dunkelheit der Sonnenflecken fast ausschließlich von der Brechung und der Zerstreuung des anomal dispergierten Lichts herrührt.

Zum Teil wurde das in der anfangs zitierten Arbeit aus dem Jahre 1909 schon gezeigt; über die weitere Ausarbeitung, welche die Theorie durch die Einführung der anomalen Zerstreuung und die Verwertung von Ergebnissen neuerer Sonnenfinsternisbeobachtungen erfahren hat, ermöglicht eine tiefergehende Behandlung des Problems. Dabei ergibt sich z. B. eine Erklärung der merkwürdigen Verschiedenheit in dem Verhalten der Fleckenlinien, von denen bekanntlich viele stärker oder breiter, andere aber schwächer oder schmaler als im Photosphärenspektrum erscheinen.

Auch die von Evershed und neuerdings wiederum von St. John in einer ausführlichen, genauen Arbeit untersuchte Schiefheit der Fleckenlinien, welche diese Autoren als Dopplereffekt auffassen und radialer Bewegung zuschreiben, läßt sich bis in Einzelheiten als bloße Refraktionserscheinung deuten.

Derartige Folgerungen aus der Dispersionstheorie sind also in einer besonderen Arbeit näher zu begründen.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Geh. Rat Prof. Kayser herzlichen Dank dafür abzustatten, daß er das Halten dieses Experimentalvortrags in seinem Institut in jeder Hinsicht gefördert hat. Meinem Assistenten, Herrn B. J. van der Plaats, möchte ich auch an dieser Stelle für seine vorzügliche Unterstützung bei der Vorbereitung und der Ausführung der Versuche verbindlichst danken.

Utrecht, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 20. Oktober 1913.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 85. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU WIEN.

Aus der Abteilung für Physik:

J. Traube (Charlottenburg), Über den kritischen Zustand.

Von Cailletet, Galitzine, Battelli u. a., namentlich aber von de Heen sind eine Reihe von Versuchen mitgeteilt worden, welche mit der Theorie von Andrews-van der Waals nur schlecht oder gar nicht im Einklang standen, und insbesondere de Heen und mich[1]) veranlaßten, jener Einphasentheorie bzw. Kontinuitätstheorie eine Zweiphasentheorie entgegenzustellen, welche auf der Annahme beruhte, daß die kritische Temperatur die Temperatur sei, bei welcher 2 Phasen (Gasonen und Fluidonen) in jedem Verhältnis miteinander mischbar wurden. Die Flüssigkeitsphase sollte nach dieser Theorie noch erhebliche Grade oberhalb der kritischen Temperatur fortbestehen, auch dann, wenn die charakteristischen Nebel längst verschwunden waren.

Experimentell war diese theoretische Frage von meinem Schüler Teichner[2]) geprüft worden. Derselbe hatte in das mit reinstem Chlorkohlenstoff gefüllte Versuchsröhrchen eine Anzahl stecknadelkopfgroßer Glasballons von verschiedener, genau bestimmter Dichte eingebracht. Das Rohr wurde in einem vortrefflich geeigneten Thermostaten erhitzt und es gelang bei sorgfältigster Temperaturregulierung die kritischen Erscheinungen ohne jede Nebel- oder Schlierenbildung eintreten zu lassen. Nach dem Verschwinden des Meniskus verteilten sich die Kügelchen entsprechend ihrer Dichte im Raume und zeigten mehrere Grade oberhalb der kritischen Temperatur noch stundenlang Dichtedifferenzen von mehr als 30 Proz. an.

Gegen diese Ergebnisse von Teichner ist nicht mit Unrecht darauf hingewiesen worden, daß selbst die kleinsten Mengen von Unreinheiten die kritischen Erscheinungen außerordentlich beeinflußen müßten und der Chlorkohlenstoff wegen seiner hohen kritischen Temperatur daher eine zu solchen Untersuchungen nicht sehr geeignete Flüssigkeit sei.

Kamerlingh-Onnes und Fabius[1]) haben mit reinster Kohlensäure die Versuche von Teichner nachgeprüft. Sie gelangten zwar qualitativ zu dem gleichen Ergebnis wie Teichner, insofern auch sie noch stundenlang nach dem Verschwinden des Meniskus mit der Kügelchenmethode Dichteunterschiede feststellen konnten; indessen diese Unterschiede waren ganz wesentlich geringer als bei Teichner und verschwanden sehr schnell, wenn man die kritische Temperatur nur um einige Zehntel Grade überschritt. Aus diesem Grunde glaub-

1) Traube, Ann. d. Phys. **8**, 267, 1902 u. Zeitschr. f. anorgan. Chem. **38**, 399, 1904.
2) Teichner, Ann. d. Phys. (4) **13**, 595, 1904.

1) Kamerlingh Onnes und Fabius, K. Akad. Wetensch. Amsterdam, Juni 1907, und Commun. Phys. Lab. Leiden Nr. 98.

ten jene Forscher, an der älteren Theorie festhalten zu sollen.

Kamerlingh-Onnes und Fabius hatten in ihr Versuchsröhrchen 2 Thermoelemente eingeschmolzen. Diese Drähte gaben Veranlassung zu Bläschen- und Nebelbildung und bewirkten zweifellos einen schnelleren Ausgleich der Dichten.

Aus diesem Grunde veranlaßte ich meinen Schüler Hein, die Versuche von Teichner sowie Kamerlingh-Onnes und Fabius in dem früheren Thermostaten von Teichner mit Kohlensäure und schwefliger Säure als Versuchsflüssigkeiten wieder aufzunehmen. Die Versuche Heins, welche in der Zeitschr. f. physik. Chemie veröffentlicht wurden, sind mit größter Sorgfalt durchgeführt worden, die Kohlensäure enthielt höchstens $^1/_{40000}$ Unreinheiten.

Während beim Arbeiten mit lufthaltiger Kohlensäure und schwefliger Säure die Versuchsergebnisse völlig mit denen Teichners im Einklang standen, näherten sich die Ergebnisse mit reinsten Stoffen weit mehr denen der holländischen Forscher, wenngleich Schlieren und Nebel vermieden wurden, und auch noch 1° oberhalb der kritischen Temperatur bis etwa 1 Stunde nach dem Verschwinden des Meniskus noch Dichteunterschiede von einigen Prozenten beobachtet wurden.

Da Unreinheiten hiernach einen großen Einfluß auf die Dichteunterschiede ausüben, so muß zugegeben werden, daß die Versuche Teichners und die meisten der älteren Versuche anderer Forscher nicht mehr gegen die Einphasentheorie verwertet werden können.

Diese Versuche stehen ebensogut mit der Einphasen- wie Zweiphasentheorie in Einklang, aber es muß auch andererseits mit Nachdruck betont werden, daß man kein Recht hat, die bekannten Versuche von Mathias, Young u. a. (Dichtekurve usw.) zugunsten der Theorie von Andrews zu deuten; wie in meiner ausführlicheren Mitteilung in den Verh. d. D. physik. Gesellsch. dargetan wird, stehen alle diese Versuche auch im besten Einklang mit der Zweiphasentheorie. Heins Versuche haben aber nach anderer Richtung zu Ergebnissen geführt, die leicht zu deuten sind vom Standpunkte der Zweiphasentheorie, gar nicht oder äußerst schwer vom Standpunkte der Einphasentheorie.

Nach der letzteren Theorie sollten die kritischen Erscheinungen nur dann beobachtet werden, wenn die Füllung der Röhrchen gerade der kritischen Dichte entspricht. Die Tatsache, nach welcher auch bei anderen Füllungen das Verschwinden des Meniskus beobachtet wurde, suchte Stoletow durch die gewagte Hypothese zu erklären, daß in solchen Fällen das Verschwinden des Meniskus eine optische Täuschung sei. Es gelang aber Hein, 2 Füllungen mit reinster Kohlensäure herbeizuführen von dem Dichteverhältnis 1 : 1,7. In dem einen Röhrchen traten die kritischen Erscheinungen ganz unten ein, in dem anderen ganz oben. In dem Augenblick, in welchem der Meniskus unserem Auge unsichtbar wurde, verließen die Kügelchen die Meniskusebene und verteilten sich im Raume, indem sie zuerst in einer Schicht größter Reibung (Gasonen + Fluidonen) ganz langsam ihren Platz änderten, um beim Verlassen dieser mittleren — nebelfreien — Schicht in beschleunigtem Tempo nach oben oder unten sich fortzubewegen. Das sind Beobachtungen, die nur mit der Zweiphasentheorie in Einklang stehen. Hierher gehört auch der bereits von Gouy, Galitzine u. a. beobachtete, stark wechselnde Stand des Meniskus beim Verschwinden und Wiederauftreten desselben, die Beobachtungen der Nebel unterhalb und oberhalb der kritischen Temperatur, die weder durch die Hypothese von Donnan, noch diejenige von Smoluchowski hinreichend erklärt werden[1]), vor allem auch die Beobachtungen, welche dafür sprechen, daß selbst, wenn die Nebel verschwunden sind, die nebelbildende Materie unsichtbar fortbesteht. So beobachtete Lepkowski[2]) mit Hilfe des Kardioids-Ultramikroskops, daß an derselben Stelle, wo sich ein Nebelpunkt befunden hatte und beim Erwärmen verschwunden war, derselbe beim Abkühlen wieder auftrat. Bradley, Brown und Hale[3]) konnten in einer vortrefflichen Arbeit, die zur Zweiphasentheorie führte, feststellen, daß noch bei 38° in reinster nebelfreier Kohlensäure, welche über Quecksilber abgesperrt war, Vibrationen erzeugt werden konnten, welche zu Nebel- und Schlierenbildungen führten, und zwar ergossen sich die Nebel nach jener Stelle hin, wo sich ehedem der Meniskus befand. Hein sah bei Anwendung eines elektromagnetischen Rührers zunächst Nebel auftauchen bis zu jener Höhe, bis zu welcher der Elektromagnet den Eisenkern geschleudert hatte. Allmählich verschwanden die Nebel. Beim Abkühlen bildeten aber die wieder auftretenden Nebel dieselbe Grenzfläche wie ehedem.

---

1) Siehe meine ausführlichere Mitteilung in den Verh. d. D. phys. Ges.

2) Lepkowski, Zeitschr. f. physik. Chem. **75**, 608, 1910.

3) Bradley, Brown und Hale, Phys. Rev. **19**, 259, 1904; **26**, 470, 1909 und **27**, 90, 1908.

Auch gelang es Hein, beim Rühren den Meniskus bei tieferer Temperatur unter Nebelbildung zum Verschwinden zu bringen, wie ohne Rühren, ebenso wurde nach Ausgleich der Dichten bei reinster schwefliger Säure beim Abkühlen eine Differenzierung der Dichten durch Verteilung der Kügelchen im Raume beobachtet, bevor der Meniskus erschien usw. Alle diese Versuche finden eine einfache Deutung vom Standpunkte der Zweiphasentheorie.

Ganz besonders sei noch hingewiesen auf den Umstand, daß die Zustandsgleichung von van der Waals, wie ich zuerst und nach mir Jüptner[1]) gezeigt hat, zwar allgemein recht gut auf den homogenen Gas- und homogenen Flüssigkeits-, ja sogar auf den festen Zustand[2]) anwendbar ist, daß dieselbe aber auf den Übergang vom gastörmigen zum flüssigen Zustand nur für einatomige Stoffe (Argon, Quecksilber) anwendbar erscheint. Für Argon ist das Verhältnis der nach den idealen Gasgesetzen berechneten und der gefundenen kritischen Dichte der Theorie gemäß = 2,67 (Kühnen), die Volumgröße b bleibt konstant (Jüptner) und für Quecksilber ist die Verdampfungswärme tatsächlich $= \int_{v^2}^{a} dv$ (Traube). Die Kontinuitätstheorie ist daher im allgemeinen nicht aufrecht zu erhalten. Es ist sogar anzunehmen, daß noch Fluidonen bei zu hohem Temperaturgrade oberhalb der kritischen Temperatur beständig sind. Selbst van der Waals nimmt neuerdings „Scheinassoziationen“[3]) an.

Wie ich über den Unterschied der Fluidonen und Gasonen denke, ergibt die folgende Diskussion[4]).

Diskussion.

Schames-Frankfurt a. M.: Ich möchte darauf hinweisen, daß die Assoziationshypothese, über die ich gestern sprach[5]), gerade die Erscheinungen erklärt, auf die der Herr Redner eben hingewiesen hat, und daß sie auch die van der Waalssche Gleichung selbst beim Übergang von der einen Phase zur anderen sehr gut anwendbar macht.

Vortragender: Ich vergaß zu bemerken, daß ich durchaus auch auf dem Standpunkt einer Assoziationshypothese stehe. Ich nehme gleichfalls an, daß die Fluidonen und Gasonen sich durch die verschiedene Komplexität ihrer Molekeln unterscheiden. Früher hatte ich geglaubt, daß die beiden Phasen in ihrer Verschiedenheit mit der Veränderlichkeit der Größe b von van der Waals im Zusammenhang ständen. Ich hatte mich zu der anderen Hypothese deshalb nicht entschließen können, weil die physikalische Chemie zwischen assoziierten und nicht assoziierten Flüssigkeiten unterscheidet. In Wirklichkeit habe ich aber nunmehr feststellen können, daß die sogenannten assoziierten Flüssigkeiten nur Flüssigkeiten sind von größerem Binnendrucke. Die Gleichung von Eötvös-Ramsay und die Troutonsche Regel kann man auch mit der Annahme in Einklang bringen, daß sämtliche Flüssigkeiten assoziiert sind. Dem Vortrage des Vorredners gestern habe ich leider nicht beigewohnt und kann seine Tragweite daher nicht beurteilen.

Seitz-Aachen: Ich habe vor vielen Jahren einmal die kritischen Erscheinungen von Lösungen untersucht, und da fand ich, daß das gelöste Salz bis einige Grade, 10 oder 20°, über dem kritischen Punkt gelöst blieb, und daß dann erst eine Kristallisierung stattfand. Ich schloß daraus, daß die Flüssigkeitsmoleküle noch oberhalb des kritischen Zustands fortbestehen und erst bei diesen Temperaturen verschwinden und sich in Dampfmoleküle verwandeln. Zugleich scheidet sich der gelöste Stoff aus.

Vortragender weist darauf hin, daß auch bereits entsprechende Beobachtungen von Hannay und Hogarth sowie Altschul gemacht worden sind.

(Eingegangen 13. November 1913.)

1) v. Jüptner, Zeitschr. f. physik. Chem. **64**, 709, 1908 und **73**, 372, 1910.

2) Siehe Verh. d. D. phys. Ges., l. c.

3) Van der Waals, Nobelpreisrede, Leipzig 1911, und A. G. van Ry, Dissertation, Amsterdam 1908, S. 85.

4) Ganz besonders sei noch hingewiesen auf die sehr beachtenswerten Ausführungen von P. de Heen, Bull. Akad. Roy. Soc. Belg. 9 10, 859, 1908.

5) Diese Zeitschr. 14, 1172, 1913.

F. Jentzsch (Wetzlar-Gießen), Beobachtungen an einem binokularen Mikroskop.

In der Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie habe ich (**30**, 299, 1913) ein binokulares Mikroskop beschrieben, das nicht den Zweck verfolgt, dem Benutzer ein stereoskopisches Bild zu vermitteln, sondern das ihm nur zu den Annehmlichkeiten und Vorteilen verhelfen soll, die das binokulare Sehen gegenüber dem beim Mikroskopieren sonst üblichen monokularen bietet.

Den äußeren Anblick des neuen Mikroskops, das von der Firma Ernst Leitz in Wetzlar hergestellt wird, gibt Fig. 1, den Strahlengang Fig. 2. Es gelangt ein einziges Objektiv zur Verwendung, hinter dem durch eine halbdurchlässige Silberschicht jeder einzelne Strahl des gesamten Strahlenbüschels

in zwei Teile gespalten wird. Durch Spiegelprismen werden diese zwei Okularen zugeführt, deren Abstand nach den Augen des Benutzers verstellt werden kann und die außerdem durch eine Einzelverstellung eine etwa vorhandene Refraktionsdifferenz der beiden Augen auszugleichen erlauben. Eine Beschränkung auf geringe Vergrößerungen findet nicht statt, vielmehr ist auch die Anwendung der stärksten Systeme möglich, also auch natürlich binokulare Ultramikroskopie. Alles Nähere über den Strahlengang, die technische Ausführung usw. findet man in der erwähnten Publikation.

Auch von der hygienischen Bedeutung des neuen Instruments, die für den praktischen Mikroskopiker vielleicht ausschlaggebend sein wird, will ich hier nicht sprechen. Ich habe sie eingehend in der Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie behandelt.

Hier mögen nur einige Bemerkungen über die Art des Sehens durch ein solches Instrument mitgeteilt werden.

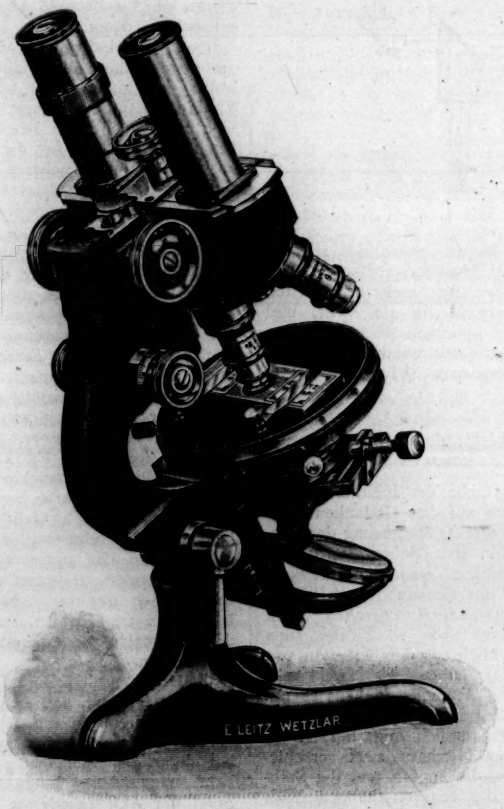


Fig. 1.

Von einem stereoskopischen Sehen im eigentlichen Sinne kann natürlich keine Rede sein, insofern ja die den beiden Augen gebotenen Bilder objektiv durchaus identisch sind. Andererseits lehrt der Augenschein, daß tatsächlich ein großer subjektiver Unterschied gegenüber der monokularen Beobachtungsweise besteht.

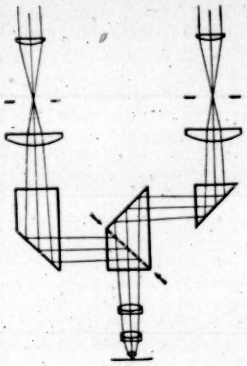


Fig. 2.

Und zwar liegt dieser Unterschied einmal darin, daß man bei binokularer Beobachtung besser sieht, und zwar direkt mehr Einzelheiten wahrzunehmen imstande ist als sonst, und ferner, daß dem optischen Eindruck eine eigentümliche Lebendigkeit innewohnt, die vorläufig mit dem Ausdruck „Vividität" belegt werden soll.

Die Überlegenheit des binokularen Sehens.

Die erstere Tatsache der inhaltsreicheren Beobachtung könnte auf den Gedanken bringen, daß etwa eine direkte Steigerung der Sehschärfe beim binokularen Sehen stattfindet. Es sprechen zwar einige Versuche dafür, doch habe ich versucht, mir dies auch noch in der folgenden Weise verständlich zu machen. Nach der Duplizitätstheorie von v. Kries (uns Physikern hauptsächlich aus den Arbeiten von Lummer bekannt) haben wir zwei vollständig verschiedene Arten des Sehens zu unterscheiden, das „Tagessehen" und das „Dämmerungssehen". Bekanntlich zeigt der Rezeptionsapparat unserer Netzhaut zwei verschiedene Einrichtungen, die Zapfen und die Stäbchen, von denen die ersteren hauptsächlich Farben- und Farbunterschiede, die letzteren vorwiegend Helligkeitsunterschiede wahrzunehmen vermögen. Nach der Duplizitätstheorie sind die Zapfen das Organ für das Tagessehen unser „Hellapparat", und die Stäbchen unser „Dunkelapparat".

Oft wird nun gesagt: im gelben Fleck fehlen die Stäbchen, daher kommen beim direkten Sehen nur die farbtüchtigen Zapfen zur Geltung und die Stäbchen spielen ausschließlich eine Rolle bei indirektem Sehen, womöglich gar nur in der Dämmerung. Das ist in dieser Form nicht ganz richtig. Die Stäbchen verschwinden nämlich im Gebiet des direkten Sehens durchaus nicht ganz. Sie fehlen gar nicht in der ganzen Area centralis[1]), sondern nur in deren innerstem Fleck, der sog. Fovea centralis. Das ist ein Gebiet, dem im Außenraum ein Gesichtsfeld von ca. 1—1½ Grad entspricht. Rund herum, jedoch ohne scharfe Grenze und individuell äußerst verschieden, treten Stäbchen auf, deren Zahl dann nach außen hin immer mehr wächst, während die Zahl der Zapfen abnimmt. Außerdem finden sich aber auch noch gewisse qualitative Unterschiede. Dort, wo die Stäbchen zurücktreten beginnen, nehmen die Zapfen allmählich die Form der ersteren an, in der Fovea selbst geht die Ähnlichkeit am weitesten.

Beim gewöhnlichen Sehen (vielleicht sehr große Intensitäten ausgenommen) funktionieren Zapfen und Stäbchen **gleichzeitig.** Die Stäbchen besitzen nur ein viel größeres Dunkeladaptationsvermögen, so daß bei geringer Beleuchtungsintensität die Reizstärke wohl noch zur Erregung des Stäbchen- oder Dämmerungsapparats ausreicht, nicht mehr jedoch zur Reizung des Zapfenapparats (nach der Darstellung von Nagel[2])). Auch beim Mikroskopieren treten im allgemeinen beide in Funktion. Wir haben außer Helligkeitsunterschieden vor allem auch feine Farbdifferenzen zu beobachten. Da selten beide Augen gleich tüchtig sein werden, so kann der Fall eintreten, daß das eine Auge für die eine, das andere für die andere Aufgabe besonders geeignet ist. Ist man nun in Stand gesetzt, **beide** Augen gebrauchen zu können, so kann man auch die **optimalen Eigenschaften beider** Augen ausnutzen.

Jedem, der binokulare Instrumente viel benutzt, ist bekannt, daß sich die beiden Augen in viel höherem Maße gegenseitig unterstützen, als man das gemeinhin bemerkt. Es findet bei derartigen Beobachtungen nicht nur wie beim monokularen Beobachten ein ständiges Spiel der Akkommodation innerhalb des einzelnen Auges statt, wodurch in bekannter Weise das sog. Penetrationsvermögen des Instruments

1) Dieser Ausdruck wird neuerdings für zweckmäßiger erklärt als der sachlich gleichbedeutende „macula lutea", da es bei der gelben Farbe des sogenannten gelben Flecks sich nach Gullstrand um eine postmortale Veränderung handle.

2) H. v. Helmholtz, Handbuch der physiologischen Optik, 3. Aufl., 1911, 2. Band herausgegeb. von W. Nagel und J. v. Kries, S. 291.

erhöht wird, sondern die Aufmerksamkeit, das Aufnahmeorgan der zentralen Parteien wendet sich bald einem, bald dem andern Auge mehr zu, so daß etwa das hinsichtlich der Farben fein nuancierte Bild des einen Auges mit dem die feineren Konturen enthaltenden Bild des anderen Auges verschmolzen wird.

Der geschilderte Vorgang braucht nicht in dieser einfachen Weise vor sich zu gehen. Die Fähigkeiten unseres Gesichtssinns sind ja mit der Angabe der beiden Gruppen „Farbe" und „Helligkeit" nicht erschöpft. Vielmehr pflegt man bei einer Analyse des Gesichtssinns 1. Licht und Farbensinn zusammen zu fassen und ihnen 2. den optischen Raum- und Lagesinn, 3. das optische Auflösungsvermögen und 4. den optischen Formensinn anzureihen. Wenn auch bei den gewöhnlichen Gesichtswahrnehmungen alle diese „Sinne" gleichzeitig zur Geltung kommen, so werden doch im allgemeinen immer gewisse Unterschiede hinsichtlich dieser verschiedenen Seiten des Gesichtssinns zwischen den beiden Augen eines Individuums vorhanden sein, ev. auch einfache Empfindlichkeitsunterschiede korrespondierender Netzhautstellen. Es sei hier nur daran erinnert, daß das ungeübte Auge im allgemeinen geringere Sehschärfe, dafür aber eine größere Lichtempfindlichkeit besitzt als das geübtere Auge[1]).

Alle diese Differenzen kommen naturgemäß bei binokularer Beobachtungsweise weniger zur Geltung als bei monokularer, so daß nunmehr einigermaßen verständlich erscheint, wie man mit einem binokularen Mikroskop unter Umständen besser beobachten kann, als mit einem monokularen. Übrigens gilt diese Betrachtung nicht nur für das Mikroskop, sondern auch für sehr viele andere Messungen durch optische Instrumente, vor allem bei den Photometern. In allen diesen Fällen läßt sich die Beobachtung direkt vergleichen mit dem normalen binokularen Fernsehen. Es entspricht der allgemeinen Erfahrung, daß die Fernsicht von einem isolierten Gipfel oder aus einem Ballon durch den Gebrauch beider Augen wesentlich gewinnt. Hierbei kommen allerdings noch die gleich zu besprechende binokulare Reizsummation und die Vividität in Betracht.

Die binokulare Reizsummation.

Sehr naheliegend ist weiter die Frage, ob etwa auch der allgemeine Helligkeitseindruck in beiden Augen vereinigt wird, so daß die zu erwartende Verdunklung gegenüber einem monokularen Instrument ausgeglichen wird. Nach meinem persönlichen Eindruck ist das der Fall. Ich verspüre beim Gebrauch beider Augen eine deutliche Steigerung des Helligkeitseindrucks gegenüber dem einäugigen Gebrauch des neuen Binokular-Mikroskops. Das ist sehr wesentlich, da ja von dem gesamten das Objektiv verlassende Licht in jedes Okular nur rund die Hälfte geleitet wird[1]). Ferner wird in den Prismen ein gewisser Prozentsatz absorbiert und geht durch Reflexion verloren. Der Augenschein lehrt aber, daß, wenn eine Verdunklung in dem neuen Binokular-Mikroskop gegenüber dem gewöhnlichen Mikroskop vorhanden ist, sie jedenfalls nicht so groß erscheint als die Rechnung ergeben würde. Augenscheinlich ist es mit der objektiven Feststellung bestimmter Beleuchtungsstärken bei einem optischen Instrument zu subjektivem Gebrauch nicht getan, da ja nur die Helligkeitsempfindung in Betracht kommt.

Bekanntlich hat man im gewöhnlichen Sehen mit zwei Augen die gleiche Helligkeitsempfindung wie mit einem Auge. Man kann sich leicht davon überzeugen, wenn man bei Betrachtung einer hellen Fläche das eine Auge schließt. Bei Beachtung der nötigen Vorsichtsmaßregeln bemerkt man dann keine Verdunklung. Bekanntlich weitet sich bei einem solchen Versuch die Pupille des offenbleibenden Auges, so daß die Vermutung nahe liegt, es würde hierdurch der Lichtverlust einfach ausgeglichen. Das kann aber nicht zutreffen! Denn bei der relativen Langsamkeit dieser Reflexbewegungen müßte sich doch wenigstens im ersten Moment ein leichter Schleier über das Bild legen. Der Versuch gelingt übrigens nur dann, wenn das Objekt eine solche Entfernung hat, daß es mit beiden Augen bequem und gut erkannt werden kann und auch die Versuchsperson nicht etwa gewöhnt ist, mit nur einem Auge zu sehen (was gar nicht so selten ist).

Das entgegengesetzte Resultat, daß nämlich die scheinbare Helligkeit einer Fläche größer ist, wenn man sie mit beiden Augen betrachtet, als wenn man nur ein Auge benutzt, ergibt sich meist, wenn man zwischen die Augen eine Blende so anbringt, daß das eine Auge nur einen Teil der Versuchsfläche übersieht. Bei der Verschmelzung der Gesichtsfelder erscheint dann der von beiden Augen gesehene Teil heller als der andere. Danach würde also binokulare Reizsummation auch im täglichen Leben vorhanden sein. Man findet diesen Versuch, der anscheinend auf

1) Beim Photometrieren ist das oft zu bemerken.

1) Das in der Silberschicht absorbierte Licht kann dabei vollständig vernachlässigt werden. Auch von einer theoretisch vorhandenen Färbung der Bilder durch die Dispersion des Silbers ist nichts zu bemerken.

Piper zurückgeht, auch in einem verbreiteten Lehrbuch der Physik beschrieben. Ich glaube aber nicht, daß er ausschlaggebend ist, da auf dem scheinbar verdunkelten Teil des Gesichtsfelds einfach eine Verschmelzung mit dem meist dunkleren Bilde der Blende selbst stattfindet.

Nach Aussage der modernen Physiologie soll eine binokulare Reizsummation nur beim dunkel adaptierten Auge stattfinden, beim Sehen im Hellen aber vollständig fehlen. Mir scheint demgegenüber, daß bei mittleren Helligkeiten doch wohl entschieden Übergänge vorhanden sind, und daß schon eine sehr gute Helladaptation dazu gehört, jede Summation der Reize vollständig auszuschließen. Vielleicht wird man überhaupt noch finden, daß die Zustände des Dämmerungssehens schon bei sehr viel größeren Intensitäten aufzutreten beginnen, als man sonst annimmt. Ich möchte an dieser Stelle nicht näher auf diese Frage in ihrer ganzen Tragweite eingehen, sondern nur betonen, daß nach meinen persönlichen Eindrücken die Sache bei dem neuen binokularen Mikroskop tatsächlich so liegt.

Eine Reizsummation innerhalb eines einzelnen Auges tritt bekanntlich auch bei Helladaptation an sehr kleinen Objekten auf, wenn deren Bild der Größe eines Empfindungselements nahe kommt. Hier ist die Helligkeit zunächst proportional zur Zahl der bedeckten Elemente, um nicht weiter zu wachsen, sobald die gereizte Fläche eine gewisse Größe überschreitet. Ich vermute nun, daß auch beim binokularen Sehen eine analoge Reizsummation (bei Helladaptation) stattfinden kann, sobald nur die gesehenen Objekte klein sind.

Damit wäre die Erscheinung erklärt, daß man in dem neuen Binokular-Mikroskop beim Gebrauch beider Augen eine deutliche Steigerung des Helligkeitseindrucks verspürt. — Andererseits ist es auch nicht ausgeschlossen, daß ein großer Teil dieser Steigerung auf Rechnung der viel allgemeineren Erscheinung der Vividität zu setzen ist.

Die Vividität.

Beim Gebrauch des neuen Instruments macht man im engsten Zusammenhang mit der eben besprochenen Reizsummation noch eine weitere Beobachtung, die zunächst gar nicht so einfach in Worte zu fassen ist. Am besten trifft man noch die Sache mit der Aussage: es sei alles viel „lebhafter, lebendiger" als sonst, so daß die Bezeichnung „Vividität" vielleicht geeignet dafür erscheinen mag.

Der Ausdruck „Vividität" ist von Richard Semon[1]) in die physiologische Terminologie eingeführt worden zur Charakterisierung der Lebendigkeit einer Wahrnehmung oder Vorstellung. Die Vividität einer Empfindung ist eine Eigenschaft von ihr, die von der Intensität deutlich verschieden ist, wenn sie auch nicht vollkommen unabhängig von ihr ist. Wir können nämlich eine Wahrnehmung von sehr geringer Intensität, z. B. ein fernes Licht in dunkler Nacht mit großer Lebhaftigkeit (Vividität) wahrnehmen, und umgekehrt kann der Eindruck hellstrahlenden Bogenlichts von sehr geringer Eindringlichkeit sein. Wir hören etwa die Tritte eines vorsichtig Heranschleichenden mit äußerster Lebhaftigkeit und Deutlichkeit, aber dabei immer als etwas durchaus Leises. Umgekehrt wäre das Fortissimo einer lärmenden Gartenmusik, die wir mit „halbem Ohr" hören, das Beispiel einer zwar intensiven, aber wenig vividen Empfindung. Der Unterschied scheint verwandt mit der Verschiedenheit aufmerksamen und unaufmerksamen Beobachtens, ist aber nicht damit identisch. Denn die größere Eindringlichkeit einer Wahrnehmung bei gleicher objektiver Intensität kann außer durch die Zuwendung der Aufmerksamkeit auch durch die Vermehrung der Reizpforten bedingt sein. Ein Konzert wird nicht leiser, wenn wir es nur mit einem Ohr hören, trotzdem haben wir das Bedürfnis, seine Lebhaftigkeit durch diotisches Hören zu steigern. Ebenso sehen wir mit zwei Augen zwar nicht immer intensiver, aber lebhafter als mit einem. Eine dahinzielende Bemerkung ist von E. Hering[2]) bereits 1862 gemacht worden, daß nämlich „im Vergleich zu dem einäugig Gesehenen das doppeläugig Gesehene sich ceteris paribus stets lebhafter ins Bewußtsein drängt".

Ich bin überzeugt, daß dies für die binokularen Instrumente aller Art gilt. So liegt z. B. der Vorteil der Prismen-Doppel-Fernrohre gegenüber den sog. Prismen-Monokles nicht allein in ihrer stereoskopischen Wirkung, die ja überhaupt nur bei verhältnismäßig nahen Gegenständen zur Geltung kommt, sondern wesentlich in der Vividität, d. h. der allgemeinen Steigerung der Lebhaftigkeit des Eindrucks, die das binokulare Sehen gegenüber dem monokularen mit sich bringt. Bei dem neuen Mikroskop ist dieser Vorteil in gleicher Weise wahrzunehmen.

Ich gehe nun noch etwas weiter und möchte die Vermutung äußern, daß in dem Eindruck

1) Herr Dr. Becher in Gießen machte mich freundlichst auf das Buch von Semon „Die mnemischen Empfindungen" (Leipzig 1909) aufmerksam (vergl. hauptsächlich S. 95—96, 238—241).

2) E. Hering, Beiträge zur Physiologie, 2. Heft, S. 93.

der Vividität auch ein Teil der Tiefenempfindung selbst enthalten ist, und zwar diejenigen ihrer psychologischen Faktoren, die nur beim binokularen Sehen auftreten. Denn die Tiefenempfindung ist bekanntlich nicht eine Funktion der Sinneseindrücke allein, sondern sie setzt sich zusammen aus eigentlich optischen Faktoren und aus solchen physiologischer und psychologischer Natur. Schaltet man in irgendeiner Weise die unmittelbare Tiefenwahrnehmung aus, bietet also den beiden Augen zwei identische Bilder (d. h. stellt man nach der von v. Rohr vorgeschlagenen Terminologie die synopische Augenstellung her), so können die verbleibenden physiologischen und psychologischen Faktoren doch noch eine Tiefenvorstellung (bzw. Tiefendeutung) hervorrufen.

Es handelt sich dabei um ein Abschätzen der Entfernung nach der Größe bekannter Gegenstände, ein Urteilen nach den Erscheinungen der Perspektive (Überdeckung, Schlagschatten, Intensität der Farben, sog. Luftperspektive) oder allen möglichen anderen Erfahrungstatsachen. Ferner sind als physiologische Faktoren das Gefühl der angespannten Akkommodation und die Konvergenz der Sehachsen zu erwähnen.

In dem neuen Instrument fallen nicht nur die rein optischen Vorbedingungen der Tiefenempfindung weg (die beiden Bilder sind identisch), sondern es sind auch die physiologischen Faktoren ausgeschaltet. (Die beiden Augen stehen parallel und sind auf unendlich bzw. ihren Fernpunkt akkommodiert.) Die psychologischen Begleiterscheinungen der Tiefenwahrnehmung können aber natürlich durch irgendwelche Umstände doch noch ausgelöst werden und so Anlaß zu einer gewissen Tiefenempfindung geben. Die Mehrzahl dieser akzessorischen Momente bei der Tiefenempfindung kommen schon beim monokularen Sehen in Betracht, einige treten aber nur bei binokularem Sehen auf. So liegt das auslösende Moment des Tiefeneindrucks für viele Beobachter einfach in der Tatsache, daß sie mit zwei Augen beobachten. Die bestimmte Erwartung, „jetzt werde ich räumlich sehen", genügt dann, um die scheinbare Erfüllung herbeizuführen. Die Suggestion, körperlich zu sehen, verbindet sich mit dem vivideren Eindruck, den das binokulare Mikroskop vermittelt, zu dem Eindruck größerer Plastik und Lebendigkeit, zu einer bisweilen überraschend starken Raumempfindung.

Stereoskopische Effekte.

So sicher auch eigentliche stereoskopische Wahrnehmung bei dem neuen Instrument ausgeschlossen ist und so entschieden auch die den Beschauer manchmal verblüffende Plastik bei starken Vergrößerungen rein psychologischer Natur ist, so kann doch unter Umständen bei ganz schwachen Vergrößerungen auch mit diesem binokularen Mikroskop richtiges stereoskopisches Sehen erzielt werden, und zwar, sowohl orthoskopisches, wie pseudoskopisches, wenn nämlich die Augen des Beobachters zu den Okularen nicht zentriert sind. Man muß nur dafür sorgen, daß in jedes Auge nur die eine Hälfte der vom Objekt ausgehenden Strahlen gelangt. Und zwar müssen wegen der Bildumkehrung im Mikroskop die von der linken Hälfte des Objekts ausgehenden Strahlen ins rechte Auge geleitet werden und die von rechts kommenden ins linke, wenn man orthoskopische Wirkung erzielen will. Im umgekehrten Falle tritt die pseudoskopische Wirkung auf, d. h. Erhabenes sieht vertieft aus usw. Diese Verhältnisse sind von Abbe[1]) 1882 zuerst geklärt worden.

Wie die Fig. 3 zeigt[2]), hat man diese Abblendung in der hinteren Brennebene des Objektivs vorzunehmen. Man kann sie aber natürlich auch in ein Bild dieser Brennebene verlegen, als welches beim gewöhnlichen Mikroskop nur die Austrittspupille des ganzen Instruments zur Verfügung steht. Dort hätte man also, wie es Abbe auch getan hat, halbkreisförmige Blenden[3]) anzubringen, um alle ge-

1) E. Abbe, Über die Bedingungen der orthoskopischen und pseudoskopischen Wirkung in dem binokularen Mikroskop. 1882. Ges. Abhandl. I, S. 319—324.

2) Die Fig. 3 zeigt den Strahlengang im Mikroskop bei der Abbildung des Objektes QP in ein Auge, das exzentrisch zur optischen Achse in das Mikroskop sieht. Die von P ausgehenden Strahlen sind gestrichelt gezeichnet, die von Q ausgehenden ausgezogen. Beide Punkte werden auf der Netzhaut abgebildet, so daß das Gesichtsfeld also nicht eingeschränkt wird.

Von den 8 vom Objekt ausgehenden Strahlen kann man je zwei zusammenfassen, die vor dem Objekt parallel sind und sich also in der hinteren Brennebene des Objektivs schneiden müssen. Diese Brennebene wird durch das Okular in der Austrittspupille des ganzen Mikroskops abgebildet.

Steht das Auge des Beobachters exzentrisch, so werden durch seine Pupille einige Strahlen am Eintritt in das Innere des Auges gehindert, und zwar in der Figur alle, die durch die eine Hälfte der Brennebene des Objektivs hindurchgehen. Das bedeutet aber, daß dann nur solche Strahlen zur Abbildung des Objekts PQ beitragen, die von ihm in ganz bestimmte Richtungen ausgehen. Bei dem Beispiel der Figur gelangen nur die schraffierten Teile des Strahlengangs ins Auge. Steht das andere Auge des Beobachters so, daß es die andere Hälfte der Strahlung aufnimmt, so erhalten die beiden Augen zwei perspektivisch verschiedene Bilder, und alle Vorbedingungen einer stereoskopischen Tiefenwahrnehmung sind gegeben. Ist unter dieser Voraussetzung das gezeichnete Auge ein rechtes, so erhält der Beobachter ein pseudoskopisches, ist es ein linkes, erhält er ein orthoskopisches Bild. (Wir denken uns dabei dem Beobachter gegenüber.)

3) Es ist vielleicht interessant, daß F. H. Wenham

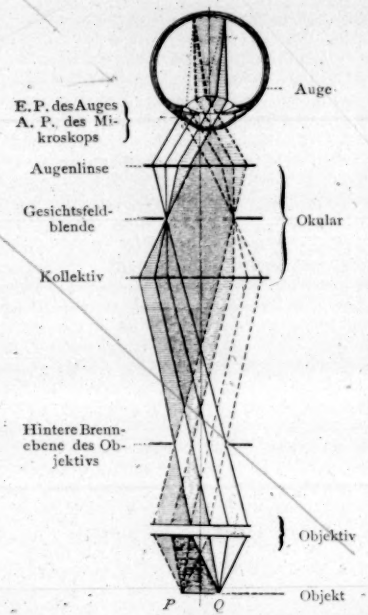


Fig. 3.

wünschten Effekte zu erzielen. Am gleichen Ort soll aber beim normalen Mikroskopieren die Eintrittspupille des Auges zu liegen kommen, so daß eine Behinderung des Auges unvermeidlich wäre, die denn z. B. beim Abbeschen stereoskopischen Okular auch eintritt. Für ein stereoskopisches Mikroskop wäre es deshalb vorteilhafter, zwischen Objektiv und Augenlinse ein weiteres Bild der Austrittspupille zu erzeugen und dort die Abblendung vorzunehmen. Man kann indessen diese notwendige Abblendung noch in anderer bequemerer Weise erzielen, wenn man die Pupille des menschlichen Auges selbst in besonderer Weise in den Strahlengang einschaltet. Bringt man nämlich die beiden Okulare in eine Entfernung voneinander, die etwas kleiner als der Augenabstand des Beobachters bei parallel gerichteten Augen ist, beobachtet aber trotzdem mit parallel gerichteten, gänzlich entspannten Augen, so muß man notwendigerweise orthoskopische Effekte wahrnehmen. Umgekehrt muß man pseudoskopische Effekte erwarten, wenn die Okulare etwas weiter auseinanderstehen, als dem mittleren Augenabstande entspricht. Diese Überlegung, die direkt aus den Abbeschen Anschauungen folgt, ist schon von A. C. Mercer[1]) angestellt worden. Die Beobachtung bestätigt dies auch bei schwachen Vergrößerungen durchaus. Bei stärkerer Optik wird der Okularkreis so klein, daß er (wohl wegen der Augenbewegungen) nicht mehr geteilt beobachtet werden kann, sondern daß man ihn entweder ganz oder gar nicht aufnimmt. Man kann die Erscheinung übrigens am besten im auffallenden Lichte wahrnehmen, da die Erzeugung von Schlagschatten zur Erhöhung der plastischen Wirkung ganz besonders geeignet ist.

Ich habe im vorstehenden einige Grenzgebiete gestreift, glaube aber doch, daß das, was ich vorgetragen habe, noch einigermaßen zum Gebiete des Physikers gehört. Ich schließe mit den Worten M. v. Rohrs in seinem Buche „Die binokularen Instrumente" (S. 20): Wenn unsere theoretische Optik, die bisher fast ganz ihre Tätigkeit einstellte, sobald die Beziehung des Bildes zum Instrument erledigt war, sich darauf besinnt, daß für den sehenden Menschen das Bild auch noch auf das Auge zu beziehen ist, wenn sie die alte Sehekunst aus der Rumpelkammer hervorholt, so werden auch die binokularen Instrumente in dem System der Optik ihre richtige Stellung erhalten.

bereits 1854 einen derartigen Vorschlag ausgesprochen hat (Quatern.-Journ. Micr. Soc. **2**, 132—134).

1) Mercer, Roy. Micr. Soc. **2**, 271, 1882.

(Eingegangen 16. November 1913.)

BESPRECHUNGEN.

A. Schuster, Ergebnisse der Physik während 33 Jahren (1875—1908). Vier Vorlesungen gehalten an der Universität Kalkutta im März 1908. Autorisierte deutsche Ausgabe von Guido Szivessy. gr. 8. VIII u. 160 S. mit 12 Textfiguren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1913. M. 3.20, gebunden M. 4.—

Das vorliegende Buch ist eine Übersetzung der englischen Ausgabe von Vorlesungen, welche Arthur Schuster im Jahre 1908 gehalten und vor der Drucklegung der englischen Ausgabe (1911) dem damaligen Stand der Wissenschaft angepaßt hat. Sie sind historisch-kritischer Natur und schildern vor allem die Wandlungen der Anschauungen in dem betrachteten Zeitraum. Der Wert dieser Vorlesungen liegt darin, daß der Verfasser fast ausschließlich über selbst Gesehenes und Erlebtes be-

richtet und hierbei eine Art Glaubensbekenntnis ablegt über viele Fragen allgemeiner, oft mehr philosophischer und dabei doch praktisch sehr wichtiger Natur, wie über Wesen und Fruchtbarkeit verschiedener Methoden wissenschaftlicher Forschung, über den Wert von Hypothesen und Spekulationen, über die Gründe für die Richtung der physikalischen Forschung zu verschiedenen Zeiten. Dadurch, daß diese Dinge nicht schematisch-abstrakt abgehandelt werden, sondern eingefügt in die historische Schilderung an den Stellen erscheinen, wo das Thema gewissermaßen von selbst dazu herausfordert, dadurch ferner, daß der Verfasser, der in der geschilderten Periode an dem Fortschritt der physikalischen Wissenschaft tätigen und hervorragenden Anteil hat, nicht nur objektiv geschichtliche Tatsachen vorführt, sondern uns auf Grund seiner eigenen Erinnerungen und Erfahrungen in die Anschauungen und das Milieu der physikalischen Laboratorien in vergangenen Jahrzehnten zurückversetzt, gewinnt die Darstellung ein besonders lebendiges Interesse.

Die erste Vorlesung gibt neben einer Darstellung des Standes der Physik um die Mitte der siebziger Jahre auch die Schilderung der zahlreichen Laboratorien, die Schuster in jenen Jahren besuchte, und in deren manchem er längere Zeit arbeitete.

Aus dieser Vorlesung sei ein pädagogisches Problem herausgegriffen, weil es auch hinsichtlich der Heranbildung des angehenden Physikers in den heutigen Instituten zu denken gibt.

Der Verfasser schildert die beiden Helmholtzschen Institute in Berlin. In dem alten, das ihm stets als das „Ideal eines Lehrinstituts" erschien, arbeitete er einige Zeit; das neuere lernte er gelegentlich eines Besuchs wenige Jahre später kennen. Er schildert zunächst die Vorteile, die neben manchen Unzuträglichkeiten, die Vereinigung der sämtlichen wissenschaftlich arbeitenden Studierenden in einigen wenigen Zimmern in dem alten Berliner physikalischen Institut mit sich brachte: „Wir profitierten nicht nur von den uns persönlich erteilten Ratschlägen, sondern auch von den Anregungen, welche unsere Kommilitonen erhielten, und hatten die Vorteile des Spezialstudiums eines Problems, ohne daß unsere allgemeine physikalische Bildung Not gelitten hätte, da wir für eine Anzahl verschiedenster Fragen interessiert wurden." Im Gegensatz dazu wird das kurz darauf erbaute neue Physikalische Institut der Berliner Universität geschildert, in dem das Prinzip eines eigenen Zimmers für jeden Studierenden durchgeführt war: „Infolgedessen fand Helmholtz nicht mehr Zeit, die Studierenden persönlich aufzusuchen und zu beratschlagen; diese arbeiteten jetzt ohne Verbindung, im allgemeinen ohne wissenschaftlichen Antrieb und hauptsächlich nur zu dem Zweck, eine für die Prüfung hinreichende Dissertation zu verfertigen. Diese Erfahrung zeigte mir, daß das noch vielfach beliebte System der abgeschlossenen Räumlichkeiten in einem wissenschaftlichen Laboratorium die Einsamkeit begünstigt und die gemeinsame Pflege wahren wissenschaftlichen Geistes nicht gestattet."

Seit jener Zeit ist freilich der Lehrgang des Physikers durch Einrichtung der Physikalischen Praktika erweitert worden. Man wird aber dennoch zugeben müssen, daß, wenn einerseits für exakte Arbeiten des reifen Physikers das Einzelzimmersystem eine Notwendigkeit ist, andererseits doch die von Schuster geschilderten Nachteile eben dieses Systems auch heute noch an den meisten Instituten bestehen hinsichtlich derjenigen Studierenden, welche ihre erste, oft ihre einzige wissenschaftliche Untersuchung ausführen.

Die zweite Vorlesung behandelt vornehmlich die Untersuchungen auf dem Gebiete der Elektrizität, die durch den Kampf zwischen der Ätherheorie und der Theorie der molekularen Struktur der Elektrizität gekennzeichnet sind.

Die dritte Vorlesung behandelt die Entdeckungen der Röntgenstrahlen und der Radioaktivität, den Zeeman-Effekt, den Michelson-Morleyschen Versuch und im Anschluß daran das Prinzip der Relativität.

Die vierte Vorlesung ist der geophysikalischen Forschung gewidmet.

So verlockend es schiene, noch manche der behandelten Punkte herauszuheben, so verbietet das doch der einem Referat zu ziehende Umfang. Bei der Lektüre des Buches wird jedenfalls der Leser eine Menge Anregungen finden, auch wenn er in manchem anderer Meinung ist, als der bewußt und offen subjektiv urteilende Verfasser.

A. Bestelmeyer.

H. Abraham et P. Sacerdote, Recueil de constantes physiques. 4. XVI u. 754 S. mit Figuren und 5 Tafeln. Paris, Librairie Gauthier-Villars. 1913. Gebunden Fr. 50.—

Das Buch kann am besten als der französische Landolt-Börnstein mit mehr rein physikalischer Orientierung charakterisiert werden. Die Verteilung des Stoffes unter eine große Zahl von sachverständigen Mitarbeitern, von denen jeder nur die ihm besonders liegenden Kapitel bearbeitet, und die Anordnung des Stoffes ist ähnlich wie in dem deutschen Werk. Es unterscheidet sich wie jenes scharf von den fortlaufend herausgegebenen „Jahrestabellen chemischer, physikalischer und technologischer Konstanten und Zahlenwerte". Das Erscheinen des französischen Werkes zeigt wieder, daß ein Nachschlagebuch mit gesichtetem und übersichtlich angeordnetem Zahlenmaterial neben jener fortlaufenden, aber mitunter unkritischen Sammlung unentbehrlich ist.

Die Sichtung geht in dem vorliegenden Werk so weit, daß nicht eine möglichst vollständige Wiedergabe aller sorgfältig bestimmten Konstanten angestrebt wird, sondern fast ausnahmslos nur eine einzige, von dem Bearbeiter des Kapitels für die zuverlässigste gehaltene Zahl angegeben wird, ein etwas gefährliches Prinzip. In der Tat sind, wie der Referent nach Stichproben in Abschnitten, die ihm vertraut sind, gesehen hat, öfters antiquierte Zahlen, zumeist französischer Provenienz angegeben worden, wo neuere und vertrauenswürdigere vorlagen; so z. B. bei den Verbrennungswärmen, wo für die Eichsubstanzen die Berthelotschen Daten aufgeführt sind und nicht die mit Hilfe der Reichsanstalt von Fischer und Wrede gefundenen. Dadurch wird der Zwiespalt zwischen vielen alten und moderneren organisch-thermochemischen Daten noch weiter künstlich konserviert. Die rein physikalischen Abschnitte sind moderner gehalten.

Die Anordnung des Stoffes und alles, was mit der Redaktion des Ganzen zusammenhängt, ist ausgezeichnet. So werden zum Beispiel die Formeln, Synonyma und Aggregatzustände, Kristallformen usw. aller in dem Werk berücksichtigten Stoffe gleich zu Anfang auf andersfarbigem Papier zusammen aufgeführt, wodurch viel Platz und viele Wiederholungen gespart werden; aber da die antiquierten Atomgewichte mit $H = 1$ als Basis neben den modernen, auf $O = 16$

bezogenen gegeben werden, weiß man nicht, mit welchen Atom- und Molekulargewichten gerechnet ist. Viel Platz wird ferner dadurch gespart, daß keine Zitate gegeben werden, sondern nur die Jahreszahl der Veröffentlichung; auch das hat für den Benutzer seine großen Schattenseiten; bei den thermochemischen Daten fehlt oft sogar der Name des Forschers.

Die ziemlich einseitige physikalische Orientierung ist schon bemerkt. Konstanten der elektrolytischen Dissoziation fehlen gänzlich; von den zugehörigen Wärmetönungen ist nur die alte Ostwaldsche Tabelle für anorganische Elektrolyte abgedruckt, die angenäherte Werte für die Summe von Verbindungs-, Lösungs- und Dissoziationswärme gibt.

Die eigentlichen Hilfstabellen für das Laboratorium (Reduktion von Gasvolumina, die oft gebrauchten Korrekturen für Wägungen, Thermometerablesungen u. dergl.) fehlen ebenfalls, wodurch das Buch an Handlichkeit sehr gewinnt.

Aus dem Gesagten geht der allgemeine Charakter des Werkes wohl deutlich genug hervor. Ein abschließendes und zusammenfassendes Urteil ist bei einem Buch von solchem Umfang und solcher Vielseitigkeit natürlich ausgeschlossen.

W. Roth-Greifswald.

E. H. Riesenfeld, Anorganisch-chemisches Praktikum. Qualitative Analyse und anorganische Präparate. Dritte Auflage. gr. 8. XIV u. 333 S. mit 18 Abbildungen im Text. Leipzig, S. Hirzel. 1913. Gebunden M. 6.—

Das vorliegende Buch zeigt, in welcher Weise der anorganisch-chemische Anfängerunterricht im chemischen Laboratorium der Universität Freiburg i. B. gehandhabt wird. Die Darstellung ist — das ist ja selbstverständlich — auf die moderne physikalisch-chemische Anschauungsweise gegründet und bis auf einige kleine Versehen, wie sie bei dem Umfange der Fachliteratur wohl unvermeidlich sind, einwandfrei. Im Unterricht hat sich die Anleitung, wie das Vorliegen der dritten Auflage beweist, offenbar bewährt. Der Physiker sei auf den vom Verfasser angegebenen „elektrolytischen Spektralbrenner" hingewiesen, bei dem durch die an zwei Elektroden auftretende Gasentwicklung Flüssigkeitsteilchen mitgerissen und so der Flamme zugeführt werden.

Werner Mecklenburg.

Auguste Hollard, La Théorie des Ions et L'Electrolyse. Deuxième Édition, entièrement refondue. VII u. 220 S. gr. 8. Paris, Librairie Gauthier-Villars. 1912. Geb. 5 Frs.

Das vorliegende Werk ist ein mit großem pädagogischen Geschick geschriebenes, ganz elementar gehaltenes Lehrbuch, das etwa den gleichen Inhalt hat wie die vielen andern Lehrbücher der Elektrochemie. Und doch läßt es sich mit keinem vergleichen, sondern ist eigen in Anlage und Durchführung. Zwar ist die — besonders deutsche — wissenschaftliche Literatur des letzten Dezenniums nicht immer genügend berücksichtigt, doch macht das wenig aus, denn die Fortschritte der Elektrochemie waren in dieser Zeit bekanntlich nicht groß. Ein Vorzug dieses Lehrbuches vor vielen anderen ist die Anschaulichkeit der Darstellung. Dies erreicht der Verfasser dadurch, daß er geeignet ausgewählte Vorlesungsexperimente beschreibt und die allgemeinen Theoreme an speziellen Beispielen ableitet und erörtert. Aus diesem Grunde wird das Buch auch deutschen Lesern und besonders Lehrern, die es zur Hand nehmen, vielen Nutzen bringen und sein Studium allen Freude machen. Riesenfeld.

C. Engler und H. v. Höfer, Das Erdöl. Seine Physik, Chemie, Geologie, Technologie und sein Wirtschaftsbetrieb. In fünf Bänden. Band I, 2. Abteilung: Die Chemie und Physik des Erdöls. gr. 8. XVII u. 264 S. Mit Tabellenbeilagen. Leipzig, S. Hirzel. 1913. M. 22.—

Der erste Teil des Werkes wurde bereits in dieser Zeitschrift **14**, 215, 1913 besprochen; der zweite, der soeben erschienen ist, steht dem ersten in keiner Weise nach. Alle Empfehlungen kann man also ohne weiteres auf ihn übertragen. Im 18. Kapitel, mit dem der neue Teil beginnt, ist die chemische Zusammensammensetzung und das physikalische Verhalten der Erdöle der einzelnen Länder und Fundorte zusammengestellt. 19 Tabellen, die in einem besonderen Bande dem Werke beigegeben sind, ergänzen das umfangreiche statistische Material, das hier geordnet und kritisch besprochen ist. Die nächsten drei Kapitel, die den 4. Teil des ganzen Werkes bilden, befassen sich mit den Verwandten des Erdöls: dem Erdwachs, Ozokerit (bearbeitet von J. Berlinerblau), dem Asphalt (bearbeitet von H. Köhler) und dem Erdgas (bearbeitet von Niels Hviid). Der im Verhältnis zum Petroleum geringeren wirtschaftlichen Bedeutung dieser Produkte entsprechend sind diese Kapitel etwas knapper gehalten. Sie enthalten alles Wesentliche, was über die Entstehung, Zusammensetzung und Eigenschaften dieser Stoffe bekannt ist, in klarer und leicht leslicher Darstellung. Die letzten Seiten berichten über die physiologische Wirkung und die medizinische Verwendung des Erdöls und seiner Verwandten. Sie wurden von dem bekannten, jüngst verstorbenen Göttinger Mediziner Ebstein verfaßt. Riesenfeld.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Erlangen Diplomingenieur Dr. Fr. Hauser für Physik, an der Universität Straßburg der Direktor der elsaß-lothringischen Hauptstation für Erdbebenforschung und des Zentralbureau der Internationalen seismologischen Assoziation Professor Dr. Oskar Hecker für Geophysik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Fritz Wirth für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien Dr. Hermann Rothe zum a. o. Professor an derselben Hochschule und der a. o. Professor an der Universität Tübingen Dr. Oskar Perrin zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg.

Verliehen: Dem ord. Professor der darstellenden Geometrie an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Bedrich Procházka der Titel k. u. k. Hofrat, dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Berlin Dr. Hermann Großmann der Titel Professor.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie an der Universität von Aberdeen Fras. Rob. Japp.

Gestorben: Der Professor der Chemie an der Universität Lemberg Dr. Ludwig Brunner.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. Hans Busch in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

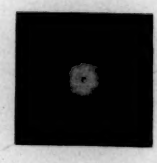


Fig. 4.

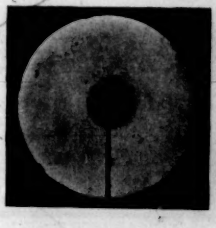


Fig. 5.

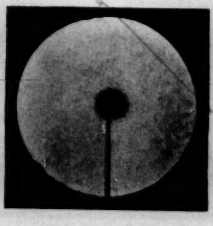


Fig. 6.

Fig. 7.

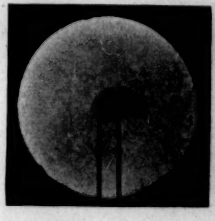


Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 10.